



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : Astrophysique

Présentée et soutenue par Julien MORIN

Le 01/12/2009

Titre :

Processus dynamos dans les étoiles entièrement convectives

Jury

Dr. Jérôme BOUVIER	LAOG, Université Joseph Fourier	Examineur
Dr. Gilles CHABRIER	CRAL, École Normale Supérieure de Lyon	Examineur
Dr. Boris DINTRANS	LATT, Université de Toulouse III	Examineur
Dr. Jean-François DONATI	LATT, Université de Toulouse III	Directeur de thèse
Dr. Thierry FORVEILLE	LAOG, Université Joseph Fourier	Examineur
Pr. John LANDSTREET	University of Western Ontario, Canada	Rapporteur
Pr. Michel RIEUTORD	LATT, Université de Toulouse III	Examineur
Dr. Jean-Paul ZAHN	LUTH, Observatoire de Paris-Meudon	Rapporteur

École doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace
Unité de recherche : Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes (UMR 5572)

Directeur de Thèse : Jean-François DONATI

Rapporteurs : Pr. John LANDSTREET et Dr. Jean-Paul ZAHN

Avant-Propos et Remerciements

J'ai remarqué qu'il fallait remercier les hommes le moins possible, parce que la reconnaissance qu'on leur témoigne les persuade aisément qu'ils en font trop.

Benjamin CONSTANT.

Mes trois années en tant que doctorant au Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse–Tarbes arrivent à leur terme. Elles ont été riches d'apprentissages et de nouvelles expériences. La présente thèse en représente la conclusion, et c'est avec plaisir que je vous propose ce document rédigé en français. Je tiens, avant d'entrer de vif du sujet, à remercier toutes les personnes qui ont contribué à ce travail, et qui m'ont apporté leur soutien tout au long de ces trois ans.

Tout d'abord je voudrais remercier mon directeur de thèse Jean-François DONATI de m'avoir proposé de ce passionnant sujet ; de m'avoir initié aux arcanes de la spectropolarimétrie (vous pouvez respirer) et de l'imagerie Zeeman-Doppler. J'ai énormément appris à son contact et ai beaucoup apprécié sa grande disponibilité. Je voudrais également exprimer ma gratitude à Boris DINTRANS, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler sur les aspects simulations numériques de ma thèse, ainsi qu'à Pascal PETIT qui m'a guidé lors de mes premiers pas dans l'étude des champs magnétiques stellaires. Je voudrais également remercier Xavier DELFOSSE, Thierry FORVEILLE et Moira JARDINE, avec qui j'ai eu l'opportunité de travailler pendant ma thèse.

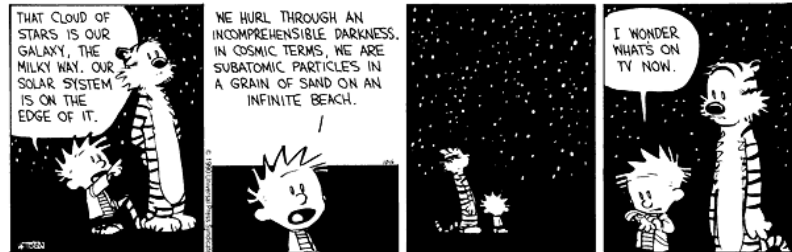
Je tiens à exprimer ma reconnaissance à John LANDSTREET et Jean-Paul ZAHN d'avoir accepté d'être rapporteurs du présent document ; ainsi qu'à Jérôme BOUVIER, Gilles CHABRIER et Michel RIEUTORD pour leur participation à mon jury de thèse.

J'adresse un chaleureux merci aux membres des équipes DFA et MSS, j'ai eu plaisir à passer ces trois ans en leur compagnie, et je les remercie de leur soutien et de leur aide. Pour ceux que je n'ai pas encore cités, et par ordre d'apparition, merci à Frédéric (bien qu'il introduise de dangereux serpents dans le laboratoire), François, Torsten, François, Thierry, Katia, Geneviève, Michel et Jérôme.

C'est à ce stade qu'il me revient de remercier Thomas, mon camarade de bureau, qui a toujours su maintenir une atmosphère de saine émulation. Nous avons ainsi pu étendre conjointement nos compétences dans le domaine des probabilités, ainsi qu'en zoologie (virtualisée ou non). J'en profite pour lui faire mes plus plates excuses pour le racket organisé dont il a été régulièrement la victime, en dépit de ses penchants malthusiens. Merci à Sylvain, autre éminent membre de notre groupe d'archerie, ainsi que de la confrérie du L^AT_EX et du GNU. Mes remerciements vont aussi à l'ensemble des (ex-)doctorants du LATT, et même à Guilhem (c'est dire) malgré son insolence. Merci également à tous les personnels du LATT, de L'OMP, du TBL et du CFHT pour leur aide et leur accueil.

Les thésards semblent aussi avoir une vie en dehors du laboratoire (« c'est une honte mais c'est ainsi », les taupins trouverons la référence), et je veux ici remercier ceux qui me sont chers. Je veux les remercier pour leur soutien, pour leur présence, pour ce qu'ils

sont. Merci à ma bien aimée Noëla, le lecteur lui est redevable d'avoir débusqué moultes coquilles prêtes à lui écorcher les yeux. Merci à mes parents d'avoir soutenu (pour ne pas dire enduré) ma passion pour l'astronomie toutes ces années, merci à mon jeune frère pour sa musique (quasiment) apaisante, (presque) propice à la réflexion, merci à mon grand-père, merci à ma famille. J'adresse également une pensée chaleureuse à mes amis : à Damien, à mes camarades Amiennois et Toulousains.



Enfin, merci au *Cool Stars XV* de m'avoir permis d'améliorer mon anglais en méditant sur les *strips* de Calvin & Hobbes.

Sommaire

Avant-Propos et Remerciements	3
Sommaire	5
Liste des notations utilisées	7
Introduction	9
1 Contexte astrophysique	11
2 Détection et étude des champs magnétiques stellaires	27
3 Étude spectropolarimétrique d'un échantillon	49
4 Simulations numériques de dynamo	77
Conclusions et perspectives	99
A Polarisation de la lumière	105
B Étoiles observées	111
Liste des figures	115
Liste des tables	117
Bibliographie	119
Publications	133
Table des matières	177
Index	181

Liste des notations utilisées

Notations

M_{\star}	Masse stellaire
L_{\star}	Luminosité stellaire
R_{\star}	Rayon stellaire
i	Inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée
$v \sin i$	Vitesse équatoriale de rotation projetée sur la ligne de visée
V_{rad}	Vitesse radiale
\mathbf{B}	Champ magnétique
\mathbf{u}	Vitesse eulérienne
u_{turb}	Vitesse turbulente
p	Pression
ρ	Masse volumique
T	Température
s	Entropie spécifique
c_v, c_p	Capacités calorifiques à volume constant et à pression constante
ν	Viscosité cinématique
χ	Diffusivité radiative
$K = \chi \rho c_p$	Conductivité radiative
η	Diffusivité magnétique
γ	Exposant adiabatique (5/3 pour un gaz parfait monoatomique)
c_s	Vitesse du son
\mathcal{R}^*	Constante des gaz parfaits
g	Gravité

Opérateurs

$\nabla \mathbf{x}$	Gradient
$\nabla \cdot \mathbf{x}$	Divergence
$\nabla \times \mathbf{x}$	Rotationnel
$\langle x \rangle$	Moyenne spatiale
$\Re(x), \Im(x)$	Parties réelle et imaginaire

Principaux acronymes

DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> , en français simulation numérique directe
SIB	<i>Star-In-a-Box</i> , simulation globale d'une étoile en géométrie cartésienne
SPH	Simulation en géométrie sphérique utilisant des méthodes spectrales
ZDI	<i>Zeeman-Doppler Imaging</i> , imagerie tomographique des champs magnétiques stellaires

Introduction

We have been fortunate enuf to live in a golden age of science, an age rich in discoveries of instruments, methods and ideas readily applicable in the domain of astronomy.

George Ellery HALE.

Le champ magnétique joue un rôle prépondérant dans de nombreux phénomènes de la physique stellaire, et ce à toutes les phases de la vie d'une étoile, depuis la contraction pré-séquence principale jusqu'aux phases ultimes de l'évolution. Ainsi, mieux comprendre l'évolution stellaire passe nécessairement par une meilleure connaissance des propriétés des champs magnétiques stellaires (intensité, topologie, variabilité, etc) et de leur génération, à travers tout le diagramme de Hertzsprung-Russell.

Du point de vue du champ magnétique, on distingue généralement deux classes d'étoiles, celles comme le Soleil (et les autres étoiles «froides» de type F6 à M9 plus généralement) dont le magnétisme est d'origine purement magnétohydrodynamique (magnétisme dynamo), et celles comme les étoiles chimiquement particulières ou les naines blanches dont le magnétisme est probablement un vestige d'une étape évolutive antérieure (magnétisme fossile).

La présence d'un champ magnétique solaire, lié notamment aux taches et à leur cycle, est connue depuis longtemps (Hale, 1908), et la première formulation de la théorie de la dynamo fut proposé dès 1955 par Parker : la convection en présence de rotation engendre une rotation différentielle qui transforme un champ initialement poloïdal en un champ toroïdal plus intense. Les mouvements convectifs, rendus cycloniques par la force de Coriolis, régénèrent ensuite un champ poloïdal à partir de la composante toroïdale, mais de polarité opposée à celui qui lui a donné naissance. C'est l'enchaînement répété de ces opérations élémentaires qui, croît-on (dans le modèle de dynamo $\alpha\Omega$), constitue la physique de base du cycle magnétique du Soleil, d'une période moyenne de 22 ans. À l'heure actuelle, notre compréhension de la dynamo solaire n'est que partielle, il n'existe aucun modèle capable de décrire de manière complète et réaliste la génération du champ magnétique par effet dynamo. Cependant, la plupart des travaux récents semble s'accorder sur le caractère prépondérant de la tachocline, une zone située à l'interface entre le cœur radiatif et l'enveloppe convective et où règne un fort gradient de taux de rotation.

Se pose alors le problème des étoiles les moins massives de la séquence principale. Les étoiles de masse inférieure à environ $0.35 M_{\odot}$ (soit approximativement type spectral M3) sont entièrement convectives et ne possèdent, *a priori*, pas de tachocline. Pourtant des naines M entièrement convectives sont connues pour être très actives, et des champs magnétiques intenses ont été directement détectés à leur surface. Il est ainsi nécessaire de proposer de nouveaux mécanismes de dynamo compatibles avec cette structure interne. L'absence de tachocline dans ces objets a conduit les théoriciens à suggérer l'existence d'une dynamo distribuée dans l'ensemble de la zone convective, avec un rôle prépondérant

attribué à la turbulence, au détriment de la rotation différentielle. Cependant les différents travaux théoriques ne s'accordent pas sur les propriétés des champs magnétiques ainsi générés, et la dynamo des étoiles entièrement convectives reste mal comprise.

L'étude de la dynamo des étoiles entièrement convectives peut également participer à améliorer notre compréhension de la dynamo solaire. En effet, les rôles respectifs de la tachocline et de la zone convective dans ce processus n'est pas tranchée. Ainsi, l'étude du champ magnétique d'étoiles possédant une zone convective externe dont l'étendue diffère fortement de la valeur solaire peut nous renseigner sur la contribution de ces deux régions dans la génération de champ magnétique à grande échelle.

Il est donc nécessaire d'accumuler les observations et les mesures de champ magnétique afin de contraindre au mieux ces nouveaux modèles. En effet, même si les naines M constituent une part importante de la population stellaire, les mesures de champ magnétiques restaient peu nombreuses au début de ma thèse et se limitaient principalement à l'étude de raies spectrales en lumière non polarisée. Cette méthode permet de mesurer l'intensité du champ magnétique au niveau de la photosphère mais n'apporte en revanche que peu d'information sur sa géométrie. Jusque récemment, du fait de la faible luminosité intrinsèque des naines M ($\sim 10^{-2} - 10^{-3} L_{\odot}$) et de l'efficacité limitée des instruments disponibles, l'analyse de l'effet Zeeman en lumière polarisée sur ces objets restait hors de portée.

Les performances des nouveaux spectropolarimètres ESPaDOnS (en service depuis février 2005 au CFHT) et NARVAL (entré en service au Télescope Bernard Lyot au Pic du Midi fin 2006) rendent possible l'étude systématique des naines M en lumière non polarisée et en polarisation circulaire, apportant ainsi de nombreuses informations sur le champ magnétique de ces objets. En effet, l'observation en lumière polarisée apporte une information sur l'orientation du champ magnétique à laquelle l'observation de l'élargissement des raies spectrales en lumière non polarisée ne permet pas d'accéder. Les premiers résultats avaient été obtenus avant le début de ma thèse sur l'étoile en rotation rapide V374 Peg (de type M4, entièrement convective) dont la topologie magnétique a pu être reconstruite d'après la méthode de l'imagerie Zeeman-Doppler qui exploite la modulation rotationnelle des signatures en polarisées.

Le travail de ma thèse est double. La première partie consiste à obtenir de nouvelles données ESPaDOnS et NARVAL sur un petit échantillon d'étoiles M, à la fois en deçà et au delà de la limite complètement convective, pour étudier comment la structure interne de l'étoile (et notamment la présence de la couche d'interface entre l'intérieur radiatif et l'enveloppe convective) affecte la topologie magnétique globale. Les résultats de cette étude fournissent aux travaux théoriques des contraintes fortes sur la topologie magnétique des étoiles entièrement convectives. La seconde partie de mon travail de thèse consiste à réaliser de nouvelles simulations MHD 3-D d'étoiles complètement convectives, et ainsi tenter de comprendre les mécanismes de génération de champ magnétique dans les étoiles entièrement convectives et notamment les divergences qui existent entre les simulations et les premières observations.

Contexte astrophysique

Sommaire

1.1	Champ magnétique solaire	12
1.1.1	Taches solaires	12
1.1.2	Réseau magnétique et champ intra-réseau	13
1.1.3	Activité chromosphérique et coronale	13
1.1.4	Champ magnétique à grande échelle	14
1.1.5	Cycle d'activité et variations à long terme	14
1.2	Modèles de la dynamo solaire	16
1.2.1	Position du problème	16
1.2.2	Électrodynamique de champ moyen	18
1.2.3	Rôle de la tachocline	19
1.3	Activité et champ magnétique des étoiles froides	20
1.3.1	Activité et influence de la rotation	20
1.3.2	Évacuation du moment cinétique	22
1.3.3	Observations directes du champ magnétique	23
1.4	Étoiles de faible masse	23
1.4.1	Activité et rotation	23
1.4.2	Observations directe du champ magnétique	24
1.4.3	Modèles de dynamo dans les étoiles entièrement convectives	25

CE premier chapitre replace la problématique de la dynamo des étoiles complètement convectives dans son contexte. Les aspects principaux du champ magnétique solaire et des phénomènes associés sont tout d'abord présentés. Ceux-ci constituent en effet la première contrainte (d'un point de vue historique, ainsi qu'en terme de quantité et qualité des données) pour la modélisation de la dynamo stellaire, dont les grandes lignes sont présentées dans une seconde partie. Nous résumons ensuite les observations des manifestations du champ magnétique des étoiles froides (*i.e.* possédant une zone convective externe), qui apportent d'une part des contraintes sur la dynamo dans des conditions parfois très différentes du Soleil, et d'autre part un aperçu de l'impact du champ magnétique sur l'évolution stellaire. Enfin, les aspects spécifiques au cas des étoiles de faible masse sont détaillés, notamment les premières tentatives d'expliquer la génération de champ magnétique par effet dynamo dans ces objets.

1.1 Champ magnétique solaire

Du fait de sa proximité, qui permet de pratiquer des observations à haute résolution angulaire, spectrale et temporelle, le Soleil est l'étoile que nous connaissons le mieux. L'étude des champs magnétiques stellaires découle ainsi de celle du magnétisme solaire.

Le champ magnétique est à la source de nombreux phénomènes d'activités. Pour certains d'entre eux, ils sont observés depuis au moins plusieurs siècles. Ainsi la couronne et les protubérances solaires qui sont visibles lors des éclipses totales de Soleil. Les taches solaires ont été observées par les astronomes chinois, puis redécouvertes en occident en 1611 lorsque Galilée d'une part, et Scheiner d'autre part, pointent un réfracteur vers l'astre du jour. Ces taches sombres ont alors été observées régulièrement, et leur relevé constitue la plus longue série temporelle de données scientifiques.

Bien que ces phénomènes aient fait l'objet de nombreuses études et interprétations au fil des siècles, ce n'est qu'au début du XX^e que leur lien avec le champ magnétique fut établi. C'est [Hale \(1908\)](#) qui le premier fait l'hypothèse qu'un champ magnétique intense règne dans les taches solaires, sur la base d'observations spectroscopiques qu'il interprète en termes d'effet Zeeman (voir la [chapitre 2](#) pour plus de détails sur l'effet Zeeman et les méthodes de mesure de champs magnétiques).

Le champ magnétique solaire est à la source de nombreuses manifestations d'activité dont l'observation nous renseigne en retour sur les propriétés du champ. La diversité des phénomènes actifs permet notamment d'obtenir des renseignements sur les propriétés du champ magnétique à différents niveaux dans l'atmosphère solaire (de la photosphère à la couronne). L'une de ses caractéristiques notables est d'être structuré sur une vaste gamme d'échelles spatiales et temporelles.

1.1.1 Taches solaires

En observant le soleil en lumière blanche, on remarque distinctement, la plupart du temps, la présence de taches sombres. D'une taille de l'ordre du Mm (mais les tailles sont très variables), elles se composent d'une zone centrale : l'ombre, entourée d'une zone de luminosité intermédiaire : la pénombre. Les taches solaires correspondent à l'émergence d'un tube de flux magnétique, il y règne un champ magnétique intense, jusqu'à 4 kG localement. L'aspect sombre des taches s'explique par l'équilibre entre la pression cinétique dans la photosphère calme et la somme des pressions magnétique et cinétique dans la tache. Ainsi la tache est plus froide que la photosphère calme de 1000 à 1900 K (dans l'ombre, le contraste est de 250 à 400 K dans la pénombre), et le flux émis par l'ombre est égal à $\sim 20 - 30\%$ de celui émis par la photosphère calme (75 – 85% dans la pénombre). Enfin les régions actives que sont les taches évoluent rapidement (formation, décroissance de l'intensité du champ, disparition) et ont une durée de vie, fonction croissante de leur taille, qui varie des quelques heures à plusieurs mois.

Les taches sont (la plupart du temps) regroupées par paires alignées approximativement selon la direction Est–Ouest. La principale contrainte observationnelle concernant les taches solaires est résumée dans les lois de Hale–Nicholson sur la polarité des paires de taches :

1. Les polarités magnétiques des paires sont toujours opposées (bipôles) et presque toujours ordonnées de la même manière sur chaque hémisphère
2. L'ordre des polarités est inversé d'un hémisphère à l'autre.
3. Les polarités des bipôles sont inversées d'un demi-cycle (de 11 ans) au suivant.

C'est ce que résume, la figure [1.1](#) extraite de [Hale *et al.* \(1919\)](#). Hale en déduit qu'un champ magnétique toroïdal interne au Soleil doit être à la source des tâches observées en surface. L'autre propriété majeure des taches est qu'elles apparaissent uniquement à basse latitude (moins de 40°). Les taches solaires ont fait l'objet de nombreuses études concernant

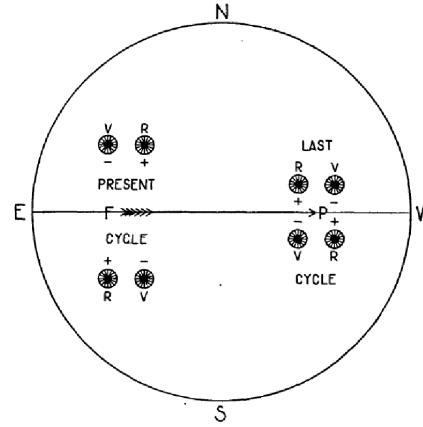


FIGURE 1.1 – Lois de Hale sur la polarité des taches solaires. Extraite de [Hale et al. \(1919\)](#).

la distribution des tailles, des intensités de champ, les mécanismes de formation, *etc.* Le lecteur est invité à se reporter à [Solanki \(2003\)](#) pour un exposé plus complet sur les taches solaires.

1.1.2 Réseau magnétique et champ intra-réseau

Le champ magnétique solaire au niveau photosphérique n'est pas seulement composé des quelques zones de champ intense que sont les taches. Les magnétogrammes révèlent également une distribution de champ moins intense répartie sur toute la surface solaire. Ces champs magnétiques sont associés aux mouvements convectifs du plasma solaire (du fait du gel des lignes de champ dans le fluide). On distingue généralement le réseau magnétique constitué de tubes de flux de quelques centaines de Gauss localisés en périphérie des supergranules et structuré sur des échelles de l'ordre de 30 Mm, du champ intra-réseau moins intense (quelques dizaines de Gauss) constitué de polarités mixtes et présentant une échelle caractéristique d'au plus quelques Mm, *i.e.* l'échelle de la granulation solaire (*e.g.*, [Zwaan 1987](#); [Simon et al. 1988](#); [Livingston & Harvey 1975](#)).

1.1.3 Activité chromosphérique et coronale

Au delà de la photosphère, la densité du plasma solaire décroît rapidement. Dans le cas où le flux de chaleur serait évacué par transfert de rayonnement à l'équilibre thermodynamique, on s'attendrait à ce que la température décroisse de concert avec la densité, comme c'est le cas à l'intérieur du Soleil (*i.e.* pour les régions situées sous la photosphère). Or on observe au contraire qu'après un minimum d'environ 4000 K dans la haute photosphère la température augmente à nouveau. Au-dessus de la photosphère se situe ainsi la chromosphère, épaisse de quelques milliers de km et d'une température avoisinant les 7000 K, puis la zone transition vers la couronne où la température dépasse les 10^6 K, comme le montre la figure 1.2.

L'inversion du gradient radial de température se traduit par des raies en émission dans le spectre solaire optique et UV, notamment les raies de Balmer de l'hydrogène, ou les raies H & K du Ca II. Les images du Soleil en UV, EUV et rayons X (satellites SOHO¹, TRACE², HINODE³) montrent également des zones très brillantes à ces longueurs d'ondes. L'étude de ces données révèle que (*i*) la température dans la chromosphère

1. *Solar and Heliospheric Observatory*, ESA, NASA

2. *Transition Region And Coronal Explorer*, NASA

3. JAXA, NASA, ESA

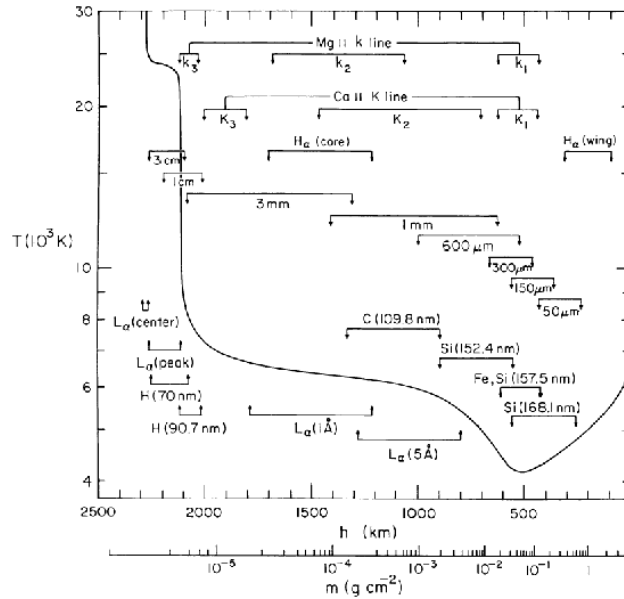


FIGURE 1.2 – Profil de température dans la chromosphère solaire et régions de formations de raies d'émission caractéristiques, d'après un modèle semi-empirique. Extrait de Vernazza *et al.* (1981).

et la couronne est très hétérogène (pas de symétrie sphérique) et (ii) les points chauds sont liés à des zones magnétiquement actives au niveau photosphérique. On constate notamment que les lignes de champ magnétiques issues des taches de polarités opposées se connectent dans la haute atmosphère solaire. Bien que notre compréhension du mécanisme de chauffage coronal ne soit que très partiel, le rôle du champ magnétique en tant que source d'énergie est avéré (*e.g.*, Heyvaerts & Priest 1992). Enfin le champ magnétique coronal est également la source d'émissions dans le domaine radio, notamment vers 3 GHz résultant de l'effet bremsstrahlung.

1.1.4 Champ magnétique à grande échelle

Au niveau photosphérique, le champ magnétique solaire se compose de régions actives localisées où règne un champ intense (les taches), de champs plus faibles structurés jusqu'aux échelles de la granulation, mais il comporte également une organisation globale. Babcock & Babcock (1955) ont effectivement montré l'existence d'une composante à grande échelle de faible intensité (de l'ordre du Gauss) dominée par une composante dipolaire. Des études plus récentes ont révélé que cette composante varie fortement dans le temps (§ 1.1.5).

1.1.5 Cycle d'activité et variations à long terme

À partir du relevé des taches visibles sur la photosphère solaire depuis le début du XVII^e siècle, Schwabe (1844) met en évidence un comportement cyclique (mais pas rigoureusement périodique) d'une durée moyenne de 11 ans. Compte tenu du renversement de polarité des lois de Hale (*cf.* § 1.1.1), le cycle magnétique a quant à lui une période double, de 22 ans. Le relevé de la latitude et de la surface des taches, ou du champ magnétique moyenné en longitude permet de construire le célèbre diagramme «papillon», dont la figure 1.3 est un exemple. Il résume l'évolution du champ magnétique solaire au niveau photosphérique sur plusieurs cycles, notamment la migration des latitudes actives au cours d'un cycle et le lien entre taches et champ à grande échelle. Ce type de donnée représente

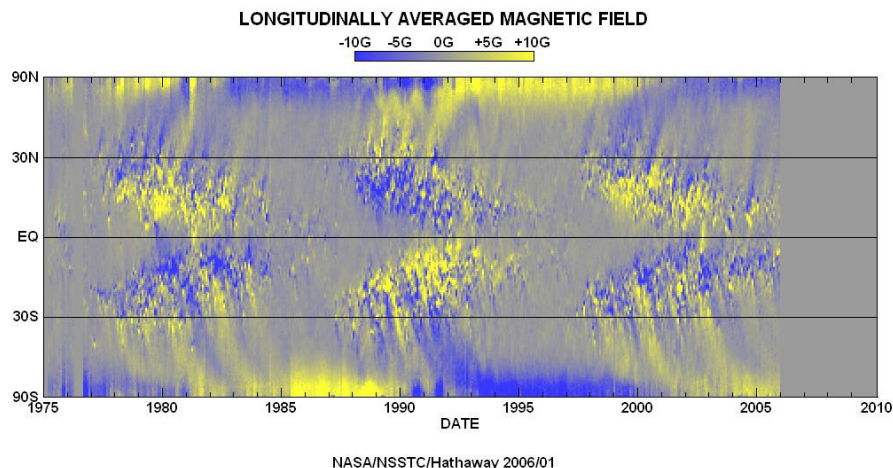


FIGURE 1.3 – Champ magnétique solaire : diagramme papillon réalisé à partir de mesures du champ magnétique intégré en longitude. Figure de D. Hathaway, NASA, 2006.

une contrainte forte pour toute théorie du magnétisme solaire.

Ce comportement cyclique du magnétisme solaire impacte tous les indicateurs d'activité, émission radio, optiques (raies chromosphériques), UV, EUV et rayons X. Tous ces indices évoluent en phase avec le nombre de taches, mais l'amplitude du phénomène est nettement plus prononcée en rayons X (variation d'un facteur 100 au cours du cycle contre 2-5 pour les autres indices, *e.g.*, White 1994). De plus, à proximité du maximum d'activité la fréquence des éruptions solaires (qui génèrent des pics d'émission aux longueurs d'ondes précitées) augmente nettement. Enfin, le flux bolométrique total émis par le Soleil évolue également en phase avec le nombre de taches (cf. Fig. 1.4), mais l'amplitude de ce phénomène est faible (de l'ordre de 0.1%, *e.g.*, Fröhlich 2004). La composante à grande échelle du champ magnétique solaire suit le même cycle que les régions bipolaires, sa polarité s'inverse tous les 22 ans. De plus, elle varie fortement au cours du cycle : l'intensité du champ, l'angle que fait l'axe du dipôle avec l'axe de rotation ainsi que l'importance relative des composantes dipolaire et quadrupolaire sont affectés (*e.g.*, Sanderson *et al.* 2003).

Le cycle d'activité du Soleil n'est pas un phénomène rigoureusement périodique, loin s'en faut. La durée des cycles observés depuis le début du XVII^e siècle a varié entre 7 et 14 ans, et l'amplitude du cycle a également beaucoup varié. Plusieurs périodes de très faible activité ont été observées, dont la plus célèbre est connue sous le nom de «minimum de Maunder» (Eddy 1976). S'étendant de 1640 à 1715 il est la cause d'un «petit âge glaciaire». Il est possible de retracer l'histoire de l'activité solaire sur de très longues périodes (plusieurs siècles, voire millénaires) en se basant sur des indicateurs indirects (rapports isotopiques, Beer 2000). Ces études montrent que les périodes de faible activité sont relativement fréquentes (jusqu'à un tiers du temps, Baliunas *et al.* 1995), alors que des périodes de suractivité existent mais sont plus rares. L'existence d'une périodicité dans la modulation périodique du cycle solaire est également avérée, la principale période étant d'environ 80–90 ans (Gleissberg 1939).

Ainsi, la partie observable du champ magnétique solaire (*i.e.* au niveau de la photosphère et au-delà) présente une structuration sur de nombreuses échelles spatiales (de la granulation jusqu'au dipôle global) et temporelles (de quelques heures pour les éruptions jusqu'au siècle pour la modulation du cycle solaire). Il est également à la source de nombreux phénomènes mettant en jeu des processus physiques complexes (*e.g.*, formation des taches, chauffage de la couronne). C'est donc à cette diversité des phénomènes et à leur

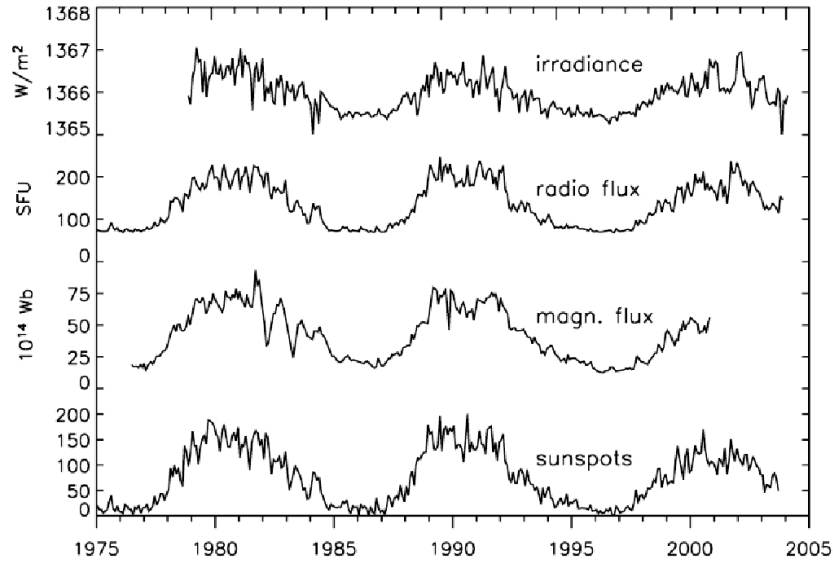


FIGURE 1.4 – Corrélation des indices d’activité au cours du cycle solaire. Figure extraite de [Solanki \(2003\)](#).

complexité que sont confrontées les tentatives de modéliser la génération et l’évolution du champ magnétique solaire.

1.2 Modèles de la dynamo solaire

L’évolution du champ magnétique solaire global sur des échelles temporelles courtes devant le temps ohmique ($\tau_{\text{Ohm}} = R_{\odot}^2 / \pi^2 \eta \sim 10^{10}$ ans) démontre que ce champ n’est pas simplement un champ fossile soumis aux effets dissipatifs. D’autres effets physiques entrent en jeu, et sont notamment capables de générer du champ magnétique à partir de l’énergie cinétique.

[Larmor \(1919\)](#) est le premier à proposer que le champ magnétique solaire puisse être généré par le phénomène d’induction résultant des mouvements internes de plasma. Son modèle souligne déjà l’importance de la rotation différentielle (effet Ω) pour générer un champ toroïdal tel que celui prévu par Hale (*cf.* 1.1.1) à partir d’un champ dipolaire. [Parker \(1955\)](#) complète le paradigme de la dynamo solaire en introduisant l’effet α : la convection rendue cyclonique par la force de Coriolis déforme les lignes de champ toroïdal pour générer une composante poloïdale. Cette idée permet d’une part résoudre le problème posé par le théorème anti-dynamo de [Cowling \(1933\)](#), et d’autre part de proposer un mécanisme cyclique de régénération des composantes poloïdale et toroïdale du champ magnétique solaire.

Sont présentés ici les principaux aspects de la modélisation de la dynamo solaire. Pour une revue plus complète le lecteur est invité à se reporter à [Ossendrijver \(2003\)](#), [Charbonneau \(2005\)](#), ou encore [Rudiger et al. \(2005\)](#).

1.2.1 Position du problème

L’effet dynamo consiste en la génération de champ magnétique à partir des déplacements d’un fluide conducteur. Ce phénomène est rencontré dans de nombreux objets astrophysiques : étoiles, planètes et galaxies. L’équation fondamentale de la dynamo est

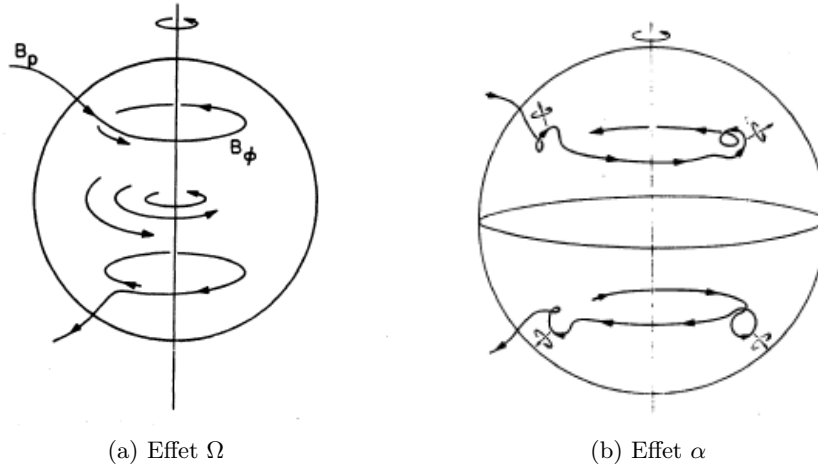


FIGURE 1.5 – Schéma de la dynamo $\alpha\Omega$. (a) Un champ initialement poloïdal est soumis au cisaillement dû à la rotation différentielle, générant un champ toroïdal. (b) La convection rendue hélicitaire par la force de Coriolis régénère un champ poloïdal à partir de la composante toroïdale. D’après [Parker \(1970\)](#).

l’équation d’induction :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (1.1)$$

qui indique que l’évolution du champ magnétique dépend d’un terme potentiellement source (couplage avec le champ de vitesse) et d’un terme purement dissipatif (η est la diffusivité magnétique). L’étude de la dynamo consiste donc en premier lieu à rechercher les conditions qui rendent possible l’existence de solutions non amorties à cette équation.

Une condition nécessaire mais non suffisante est que le terme d’advection du champ magnétique soit supérieur au terme de diffusion, *i.e.* que le Reynolds magnétique Rm soit supérieur à 1. Précisons également que l’effet dynamo que l’on souhaite étudier doit permettre de générer un champ magnétique à grande échelle (*i.e.* le dipôle solaire) à partir d’un écoulement à petite échelle spatiale (la convection turbulente). Il doit donc y avoir un phénomène de «cascade inverse» de l’énergie magnétique depuis l’échelle d’injection vers les grandes échelles.

Pour décrire de manière complète le système physique dans lequel se produit l’effet dynamo, il faut ajouter l’équation de Navier-Stokes qui décrit l’évolution de la quantité de mouvement du fluide (et dépend du champ magnétique), l’équation d’évolution de l’énergie, la conservation de la masse, l’équation de Maxwell $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, plus une équation d’état pour le fluide (*cf.* Chapitre 4). Il est également possible de réaliser une étude cinématique, *i.e.* de prescrire le champ de vitesse et d’étudier l’évolution correspondante du champ magnétique. Notons que dans ce cas, si des modes instables existent le champ magnétique est amplifié indéfiniment. Il est donc nécessaire de prescrire également le mécanisme de saturation du champ magnétique puisque le terme de rétroaction du champ magnétique sur l’écoulement qui lui donne naissance (force de Laplace) n’est pas calculé.

Précisons ici un point de terminologie. Dans le cadre d’une étude cinématique, on recherche les modes dynamos instables, *i.e.* pour lesquels le champ magnétique est une fonction croissante du temps. Cette croissance est stoppée par des effets non-linéaires (rétroaction du fluide sur le champ magnétique) et on observe alors une saturation, le champ magnétique atteint un seuil et n’évolue plus (en moyenne). On parle alors de phase saturée ou d’état saturé de la dynamo. Nous verrons plus bas (§ 1.3) que lorsque l’on considère un ensemble d’étoiles ayant des périodes de rotation différentes, le champ magnétique est une fonction croissante du taux de rotation si celui-ci est inférieur à une valeur seuil. Pour

les étoiles en rotation plus rapide, l'intensité du champ magnétique est indépendante du taux de rotation, on parle alors de régime saturé de la dynamo.

1.2.2 Électrodynamique de champ moyen

Nous présentons ici les principes sur lesquels reposent les études cinématiques de la dynamo solaire. Comme décrit en § 1.1, la composante à grande échelle du champ magnétique solaire varie de manière cyclique. L'un des concepts fondamentaux de la dynamo solaire est qu'il existe un mécanisme qui produit un champ toroïdal à partir de champ poloïdal, puis un second mécanisme qui régénère un champ poloïdal de polarité opposée au champ initial.

La génération de champ toroïdal est principalement due au cisaillement. Comme le montre la réécriture de l'équation d'induction (1.1) sous la forme :

$$\frac{D\mathbf{B}}{Dt} = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \eta \Delta \mathbf{B}, \quad (1.2)$$

le cisaillement en vitesse (premier terme du membre de droite) est un terme source pour le champ magnétique, correspondant à l'effet Ω . On montre que le champ magnétique ainsi généré est toroïdal (*e.g.*, Charbonneau 2005).

Dans le cadre de l'étude de la dynamo, on s'intéresse principalement à l'évolution de la composante à grande échelle du champ magnétique, laissant de côté les petites échelles spatiales et temporelles. Il est donc naturel de décomposer le champ de vitesse et le champ magnétique en une composante moyenne (axisymétrique) et une composante fluctuante (non-axisymétrique) :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}', \\ \mathbf{B} &= \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{B}'. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Précisons que cette décomposition ne constitue pas une linéarisation, puisqu'on ne fait pas l'hypothèse que les composantes fluctuantes sont de faible amplitude devant les composantes axisymétriques. On obtient ainsi l'équation d'évolution du champ moyen :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{u} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{B}' \rangle - \eta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle), \quad (1.4)$$

qui est identique à l'équation 1.1 excepté le terme $\langle \mathbf{u}' \times \mathbf{B}' \rangle$. S'il existe réellement une séparation d'échelles spatiales et temporelles entre la composante moyenne et la composante fluctuante, ce terme peut être non nul (contrairement aux termes du type $\langle \mathbf{u}' \times \mathbf{B} \rangle$ qui sont toujours nuls). On obtient ainsi une force électromotrice qui génère un champ à grande échelle (*i.e.* axisymétrique dans ce contexte) à partir du champ turbulent, ce qui peut correspondre à la cascade inverse évoquée plus haut. Cette équation peut être résolue en ajoutant une équation de fermeture qui exprime cette force électromotrice en fonction du champ moyen.

L'idée de Parker de faire intervenir l'hélicité cinétique (générée par la force de Coriolis) pour régénérer un champ poloïdal peut ainsi être exprimée de manière quantitative et représente une forme possible d'équation de fermeture. Dans ce cas, on a simplement :

$$\begin{cases} \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{B}' \rangle = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle, \\ \alpha \propto \mathbf{u}' \cdot (\nabla \times \mathbf{u}'). \end{cases} \quad (1.5)$$

La formulation de l'équation d'induction dans sa forme champ moyen montre ainsi que l'effet α , *i.e.* la génération de champ magnétique par la convection hélicitaire, permet de s'affranchir de la contrainte imposée par le théorème de Cowling (1933), qui stipule qu'un écoulement axisymétrique ne peut pas soutenir un champ magnétique axisymétrique contre la diffusion ohmique. Notons que ce type de prescription pour l'effet α est la plus simple possible, de manière plus générale cet effet doit être modélisé par un tenseur.

La saturation du champ magnétique est alors imposée en prescrivant une inhibition de l'effet α pour un champ magnétique intense (α – *quenching*). Ainsi, on suppose généralement que le modèle cinématique est valable tant que :

$$\begin{aligned} \|\mathbf{B}\| &\ll B_{eq}, \\ \text{où } B_{eq} &= \sqrt{4\pi\rho\|\mathbf{u}'\|} \end{aligned} \quad (1.6)$$

est le champ d'équipartition pour lequel la densité d'énergie magnétique est égale à la densité d'énergie cinétique associée à la composante fluctuante du champ de vitesse. On prend ainsi :

$$\alpha(\|\mathbf{B}\|) = \frac{\alpha(0)}{\sqrt{1 + \frac{\|\mathbf{B}\|}{B_{eq}}}}, \quad (1.7)$$

où $\alpha(0)$ représente la valeur de l'effet α en l'absence de champ magnétique.

1.2.3 Rôle de la tachocline

De nombreuses études de la dynamo solaire sont basées sur la modélisation de type champ moyen (*e.g.*, Krause & Raedler 1980), ainsi que sur des mécanismes alternatifs de génération de champ magnétique poloïdal à partir de champ toroïdal (*e.g.*, Babcock 1961; Leighton 1969), pour reproduire avec un certain succès les observations du champ magnétique solaire.

Cependant, plusieurs avancées sont venues perturber le paradigme de la dynamo $\alpha\Omega$. Par exemple, les champs magnétiques toroïdaux intenses qui doivent être présents dans la zone convective pour expliquer le champ de surface, sont instables. Notamment, leur durée de vie est trop faible pour qu'il soient suffisamment amplifiés. La contrainte majeure provient de l'héliosismologie qui a permis de sonder l'intérieur du Soleil, et notamment de révéler sa rotation interne. La mise en évidence de la tachocline (*e.g.*, Spiegel & Zahn 1992), une fine couche ($\sim 10\,000$ km) de cisaillement intense localisée à l'interface entre le cœur radiatif (en rotation solide) et la zone convective, a bouleversé la compréhension des mécanismes de la dynamo solaire. Les modèles existants à cette époque étaient incapables de reproduire le champ observé à partir de ces contraintes.

De nouvelles études théoriques ont tenté de réconcilier les modèles de dynamo solaire avec ces nouvelles données observationnelles. Ainsi, dans le paradigme de dynamo d'interface, la tachocline est le lieu dans lequel les champs toroïdaux peuvent être stockés suffisamment longtemps (la tachocline est une zone de stratification stable) et fortement amplifiés du fait d'un fort cisaillement (*e.g.*, Parker 1993; Charbonneau & MacGregor 1997). La plupart des études récentes — simulations numériques et modèles de champ moyen — pointe le rôle crucial de la tachocline dans la génération d'un champ magnétique à grande échelle. Par exemple, les DNS réalisées par Brun *et al.* (2004) de zone convective en coquille sphérique sans tachocline aboutissent à la génération d'un champ magnétique possédant une faible composante axisymétrique et présentant de fortes variations temporelles. Browning *et al.* (2006) ont par la suite réalisé des simulations similaires mais incluant une modélisation de la tachocline : un champ toroïdal axisymétrique à grande échelle très intense, stable et présentant des polarités opposées dans les hémisphères Nord et Sud est généré (Fig. 1.6).

Les rôles respectifs de la tachocline et de la zone convective dans les processus de dynamo stellaire restent néanmoins très débattus. Notamment, des études observationnelles d'une part (le champ magnétique des étoiles entièrement convectives § 1.4), et théoriques d'autre part (dynamo distribuée, Brandenburg & Subramanian 2005; simulation d'étoiles de type solaire en rotation rapide sans tachocline, Brown *et al.* 2009), suggèrent qu'un champ magnétique à grande échelle peut être généré sans tachocline.

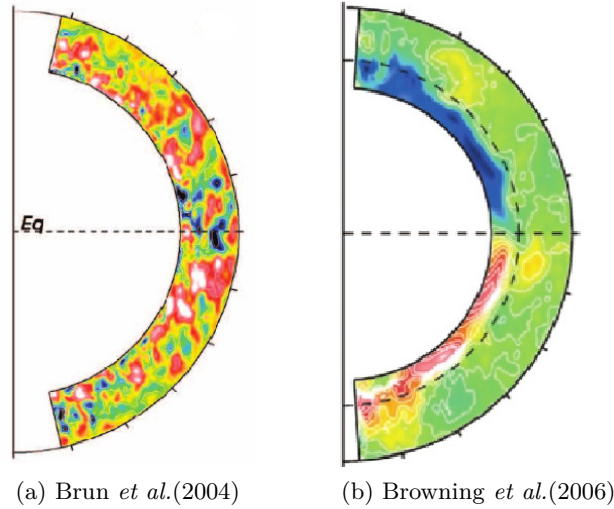


FIGURE 1.6 – Rôle de la tachocline : exemples de simulations numériques. Les simulations réalisées par (a) Brun *et al.* (2004) et (b) Browning *et al.* (2006) sont très proches sauf que ce dernier modélise la présence de la tachocline. La composante azimutale (B_ϕ) moyennée en azimut et temps est présentée. Les couleurs vont du bleu sombre pour un champ rétrograde au rouge clair pour un champ prograde. Pour la figure (a) la dynamique est de $-800/ + 800$ G, et $-2000/ + 2700$ G pour la figure (b). Au vu de ces simulations, la tachocline semble jouer un rôle dans la génération d'un champ magnétique intense et organisé à grande échelle.

1.3 Activité et champ magnétique des étoiles froides

Les étoiles froides (*i.e.* type spectral plus tardif que F6) possèdent une zone convective externe, et la plupart d'entre elles présente des signes d'activité similaires à ceux observés sur le Soleil, indiquant la présence d'un champ magnétique. Cela est confirmé par des mesures directes de l'intensité voire de la topologie du champ magnétique de certaines de ces étoiles. Comme pour le Soleil, l'existence de ces champs magnétiques sur des échelles de temps grandes devant le temps de dissipation ohmique et la variabilité temporelle de l'activité indiquent qu'un mécanisme régénère continuellement le champ magnétique de ces étoiles. La croissance de l'activité vers les taux de rotation élevés indique également que le champ magnétique de ces étoiles est généré par effet dynamo. On peut cependant se demander dans quelle mesure les modèles de dynamo solaire sont capables de décrire les autres étoiles froides, notamment celles dont les paramètres stellaires (*e.g.*, taux de rotation et extension radiale de la zone convective) diffèrent fortement des valeurs solaires. Les étoiles froides représentent en effet un formidable laboratoire qui permet d'explorer la réponse de la dynamo dans des régimes de paramètres très différent du Soleil. Notamment, l'étude des étoiles F (dont la zone convective ne représente que quelques pourcents du rayon) et des étoiles M (entièrement convectives pour les types plus tardifs que M3) peut permettre de mieux comprendre les rôles respectifs de la tachocline et de la zone convective (*i.e.* des composantes dynamo d'interface et dynamo distribuée) dans la génération du champ magnétique solaire.

1.3.1 Activité et influence de la rotation

La plupart des phénomènes liés au champ magnétique solaire sont observables sur les autres étoiles froides. Même s'il n'est pas possible de résoudre directement leur surface, de nombreuses observations indiquent la présence de taches froides à la surface de ce type

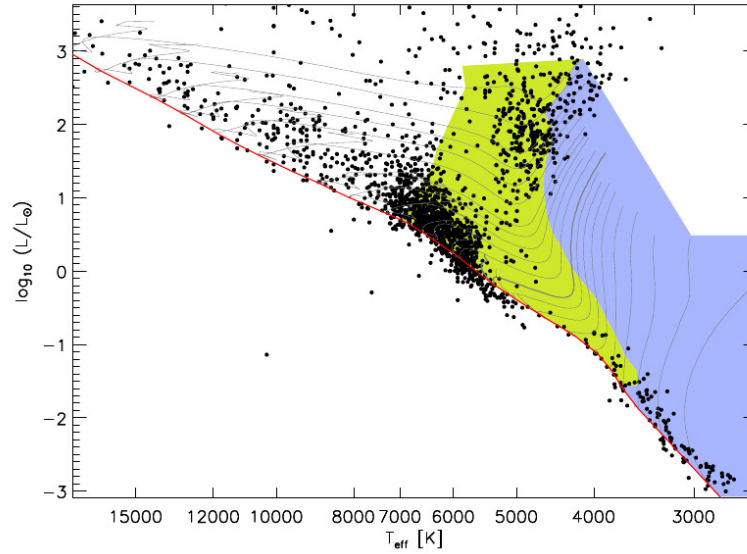


FIGURE 1.7 – Diagramme de Hertzsprung-Russel auquel sont superposés les tracés évolutifs de [Siess *et al.* \(2000\)](#). La région dans laquelle les étoiles possèdent une zone convective externe est représentée en vert, le bleu indique le domaine des étoiles entièrement convectives. La ZAMS (*Zero Age Main Sequence*) est représentée par une ligne rouge. Figure extraite de [Reiners \(2007\)](#).

d'étoile (*e.g.*, [Berdyugina 2005](#)). Ainsi elles créent des variations de luminosité (pouvant aller jusqu'à plusieurs pourcents) observées sur des échelles de temps allant de quelques jours (passage dans la ligne de visée dû à la rotation de l'étoile) à plusieurs années (évolutions du nombre de taches). L'imagerie Doppler permet de cartographier les taches de grandes dimensions en analysant les distorsions résultantes dans les raies spectrales (*cf.* [2.4.1](#)). L'activité stellaire est également détectable dans les raies spectrales en émission, notamment les raies H & K du Ca II et les raies de Balmer de l'hydrogène (*e.g.*, [Hall 2008](#)). La présence d'une couronne à plusieurs millions de kelvins est quant à elle révélée par les émissions dans les domaines des rayons X et radio (*e.g.*, [Guedel & Benz 1993](#); [Güdel 2004](#)).

Tous ces indicateurs d'activité présentent des variations à de nombreuses échelles temporelles, depuis quelques heures pour les phénomènes éruptifs violents, quelques jours du fait de la modulation rotationnelle et jusqu'à plusieurs années voire décennies. En effet, une évolution à long terme de type cyclique similaire au Soleil est observée pour les taches et les indicateurs d'activité chromosphériques pour un certain nombre d'étoiles froides (*e.g.*, [Radick *et al.* 1998](#)). De plus, il semble qu'à un cycle long corresponde un bas niveau d'activité moyenne (*e.g.*, [Baliunas & Soon 1995](#)).

Dans le contexte de la dynamo, le champ magnétique généré est d'autant plus intense que le taux de rotation est élevé (*e.g.*, [Durney & Robinson 1982](#)). Ainsi, dès les premiers relevés d'activité chromosphérique, la possibilité d'une dépendance à la rotation a été étudiée (*e.g.*, [Kraft 1967](#)). [Skumanich \(1972\)](#) met en évidence une relation entre l'âge d'une étoile de type spectral tardif, sa rotation et son activité chromosphérique : le taux de rotation ainsi que l'émission dans les raies du Ca II sont proportionnels à $t^{-1/2}$, où t est l'âge de l'étoile. Cette dépendance entre la rotation et l'activité est confirmée pour l'émission en rayons X par [Walter & Bowyer \(1981\)](#) et [Pallavicini *et al.* \(1981\)](#), mais la corrélation est mise en défaut pour les rotateurs les plus rapides, le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique de l'étoile semble limitée à $\log L_X / \log L_{bol} \sim -3$ (*e.g.*, [Vilhu & Walter 1987](#)). L'origine de cette limite — saturation de la dynamo ou saturation

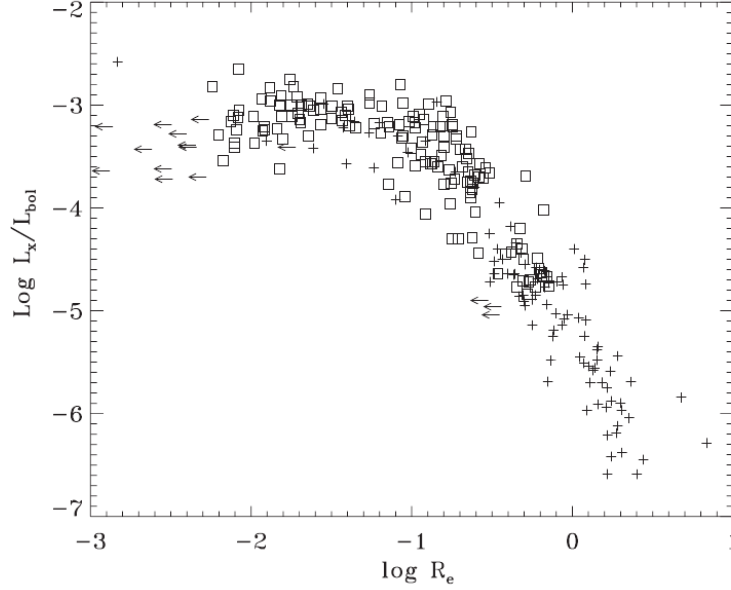


FIGURE 1.8 – Relation rotation–activité pour les étoiles froides : rapport de la luminosité en rayons X à la luminosité bolométrique, en fonction du nombre de Rossby empirique. Les flèches représentent les étoiles pour lesquelles une limite supérieure de la période a été déduite du $v \sin i$. Les carrés et les croix représentent respectivement les membres d’amas galactiques et les étoiles du champ. Figure extraite de Pizzolato *et al.* (2003).

propre au mécanisme d’émission coronale — n’est pas tranchée (*e.g.*, James *et al.* 2000). Il a été montré que la fraction de la surface stellaire couverte par des taches photosphériques est également une fonction croissante du taux de rotation (*e.g.*, Hall 1991).

La relation entre rotation et activité présente toutefois une dispersion importante, qui est réduite lorsque l’étude est restreinte à une faible plage de masse. Ce qui signifie, que l’efficacité de la dynamo ne dépend pas uniquement du taux de rotation, mais aussi d’autres propriétés de l’étoile (*e.g.*, l’étendue de la zone convective). Il a été montré, pour plusieurs indices d’activité, qu’une relation rotation–activité présentant une faible dispersion peut être obtenue en multipliant la période de rotation par un facteur dépendant de la masse, qui peut s’identifier à l’inverse du temps de retournement convectif au bas de la zone convective (*e.g.*, Noyes *et al.* 1984; Mangeney & Praderie 1984; Pizzolato *et al.* 2003; Kiraga & Stepień 2007). Ainsi, c’est le nombre de Rossby, $Ro = \frac{P_{\text{rot}}}{\tau_c}$, qui semble être le paramètre le plus adapté pour décrire l’impact de la rotation sur l’efficacité de la génération de champ magnétique par effet dynamo dans les étoiles froides. Le nombre de Rossby peut en effet être vu comme une mesure de l’efficacité de la déflexion des panaches convectifs par la force de Coriolis, *i.e.* de l’importance de l’effet α . Notons toutefois que le nombre de Rossby ainsi défini est une propriété globale de l’étoile, et diffère significativement du nombre de Rossby usuellement défini en dynamique des fluides ($\frac{u_{\text{conv}}}{2\Omega R_\star}$) qui est une propriété hydrodynamique locale.

1.3.2 Évacuation du moment cinétique

La décroissance des vitesses de rotation des étoiles avec l’âge décrite plus haut, indique qu’un mécanisme évacue le moment cinétique stellaire tout au long de leur évolution. Ce phénomène est généralement attribuée aux flots de particules chargées constamment émis par les étoiles (vents stellaires et éjections de matière coronale par exemple, *e.g.*, Schatzman 1962) et qui s’échappent le long des lignes de champ magné-

tiques ouvertes. L'une des principales contraintes sur l'efficacité de ce phénomène provient de modélisations empiriques de la distribution des périodes de rotation dans des amas galactiques d'âges différents (*e.g.*, [Bouvier 2007](#)).

1.3.3 Observations directes du champ magnétique

Les observations directes du champ magnétique reposent sur l'étude de l'effet Zeeman (§ 2.1). Les mesures basées sur des spectres en lumière non polarisée (depuis [Robinson 1980](#)) permettent d'accéder au flux magnétique moyen Bf (§ 2.2). On observe un comportement similaire à ce qui est observée pour l'activité : le flux magnétique est approximativement proportionnel à $1/Ro$ jusqu'à atteindre un niveau de saturation pour $Ro \sim 0.1$ (*e.g.*, [Saar 2001](#)).

L'imagerie Zeeman-Doppler (§ 2.4) s'appuie quant à elle sur des spectres en lumière polarisée pour reconstruire la composante à grande échelle des topologies magnétiques de ces étoiles. Cette composante ne contient qu'une fraction de l'énergie magnétique, mais l'information sur la topologie est primordiale pour la comparaison avec les modèles théoriques et numériques de dynamo stellaire. Les études d'étoiles de type G et K très actives menées avec cette méthode ont révélé des champs présentant une forte composante azimutale, prenant souvent l'aspect d'un anneau entourant le pôle de l'étoile (*e.g.*, [Donati & Collier Cameron 1997](#); [Donati et al. 2003a](#)). Ce type de topologie a également été détecté dans des étoiles de type spectrale plus précoce (*e.g.*, [Marsden et al. 2006](#)), ainsi que dans des étoiles de type solaire en rotation modérée (*e.g.*, [Petit et al. 2005, 2008](#)), alors que dans le Soleil (rotateur lent) les champs magnétiques toroïdaux intenses seraient localisées au niveau de la tachocline.

1.4 Étoiles de faible masse

La dynamo des étoiles de type spectraux F, G et K peut agir dans un régime de paramètres très différent du Soleil (*e.g.*, taux de rotation, étendue de la zone convective, temps de retournements convectifs). Ces étoiles possèdent cependant le même type de structure interne que le Soleil : une zone radiative interne et une enveloppe convective externe. Ainsi toutes ces étoiles possèdent *a priori* une tachocline, et le fait qu'elles possèdent un champ magnétique fort à grande échelle ne remet pas en cause directement notre compréhension de la dynamo solaire. En revanche, les étoiles de la séquence principale de masse inférieure à $\sim 0.35 M_{\odot}$ (*e.g.*, [Siess et al. 2000](#), voir la figure 1.7), *i.e.* de type spectral plus tardif que $\sim M3$, sont entièrement convectives. Elles ne possèdent par conséquent pas de zone radiative interne ni de tachocline, et la dynamo dans ces étoiles doit reposer sur des mécanismes différents de ceux qui sont à l'œuvre dans le Soleil.

1.4.1 Activité et rotation

Les étoiles de types spectral M présentent des phénomènes actifs similaires aux étoiles plus massives. Pour de nombreuses étoiles des taches froides sont détectées en photométrie (*e.g.*, [Barnes et al. 2004](#)), la raie $H\alpha$ est présente en émission (*e.g.*, [Hawley et al. 1996](#)), et l'activité coronale est détectable à la fois en rayons X (*e.g.*, [Robrade & Schmitt 2005](#)) et dans le domaine radio (*e.g.*, [Guedel & Benz 1993](#)). Des naines M sont de plus répertoriées comme présentant régulièrement des sursauts sporadiques d'activité ou *flares* (*e.g.*, [Favata et al. 2000](#); [Hawley et al. 2003](#)). Aucun déclin d'activité n'est observé au type spectral correspondant au passage à une structure entièrement convective (*e.g.*, [Delfosse et al. 1998](#)). Une forte diminution de l'activité chromosphérique moyenne et de la fraction d'étoiles détectées comme actives est par contre observée à des types spectraux plus tardifs (*e.g.*, [Mohanty & Basri 2003](#); [West et al. 2004](#)). Une diminution similaire est

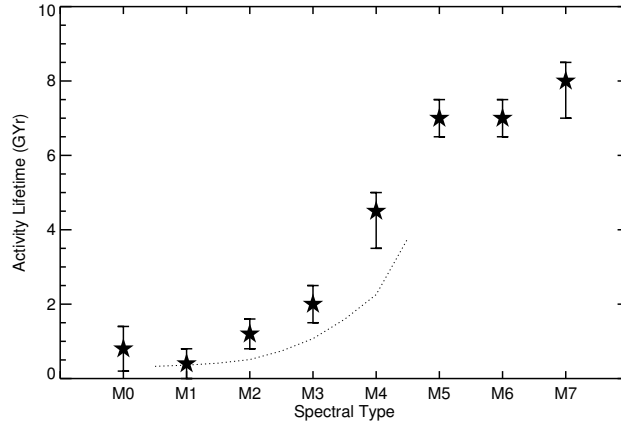


FIGURE 1.9 – Durée d’activité en fonction du type spectral. Du fait de la relation rotation–activité, cette quantité est corrélée au temps de freinage rotationnel. On constate un saut important au passage de la limite entièrement convective (type M3–M4). Figure extraite de [West *et al.* \(2008\)](#).

observée dans le domaine des rayons X, mais pas dans le domaine radio (*e.g.*, [Güdel 2004](#); [Berger 2006](#)). Ainsi, la faible activité observée aux types spectraux M tardifs ne serait pas due à la faiblesse des champs magnétiques qui sont nécessaires pour expliquer l’émission radio, mais plutôt à la perte d’efficacité des processus générant ces phénomènes actifs, par exemple du fait de la neutralité croissante de l’atmosphère vers les basses températures (*e.g.*, [Mohanty *et al.* 2002](#)).

Plusieurs études ont de plus montré que les naines M, y compris celles qui sont entièrement convectives, suivent une relation rotation–activité similaire à celle observée pour les étoiles F, G et K (*e.g.*, [Delfosse *et al.* 1998](#); [Mohanty & Basri 2003](#)). Les temps de retournement convectifs s’allongent progressivement vers les faibles masses mais aucune discontinuité de ce paramètre, qui caractérise l’efficacité de la dynamo, n’est observée à la limite entièrement convective (*e.g.*, [Kiraga & Stepien 2007](#)). En revanche, la distribution des vitesses de rotation et donc de l’activité dépend fortement de l’âge et du type spectral de l’échantillon de naines M observé. [Delfosse *et al.* \(1998\)](#) montrent ainsi que le temps caractéristique de freinage rotationnel passe de quelques milliards d’années pour le type spectral M3 à 10 milliards d’années pour le type M6. Plus récemment [West *et al.* \(2008\)](#) ont analysé sur un échantillon conséquent de naines M (38 000 objets) l’évolution du niveau d’activité en fonction de la distance au plan galactique, et confirment qu’entre les types spectraux M3 et M5, le temps de freinage rotationnel augmente considérablement (passant de 2 à 8 milliards d’années, Fig. 1.9). Puisque l’évacuation du moment cinétique est liée au champ magnétique, on peut supposer que cette évolution du temps de freinage traduit un changement dans les processus dynamos lors du passage à une structure entièrement convective.

1.4.2 Observations directe du champ magnétique

Les champs magnétiques photosphériques des naines M peuvent être mesurés à partir de l’analyse de l’effet Zeeman sur les spectres en lumière non polarisée (§ 2.2.1). Des champs magnétiques de plusieurs kilogauss ont ainsi été mis évidence sur quelques étoiles en étudiant des raies atomiques (*e.g.*, [Saar & Linsky 1985](#); [Johns-Krull & Valenti 1996](#)). Plus récemment [Reiners & Basri \(2007\)](#) ont étendu ces mesures à un petit échantillon d’étoiles couvrant tout le type spectral M, en étudiant des raies moléculaires de FeH. Cette étude confirme que le déclin de l’émission dans la raie H α qui est observé aux types spectraux M tardifs ne s’accompagne pas d’une baisse de l’intensité du champ magnétique.

L'existence d'une relation activité–rotation pour le champ magnétique est également suggérée par les données. En effet tous les champs magnétiques faibles correspondent à des $v \sin i$ bas, en revanche certaines étoiles possédant un champ magnétique intense ont un $v \sin i$ de quelques km.s^{-1} . L'utilisation du $v \sin i$ comme mesure de la rotation stellaire pose le problème du facteur de projection $\sin i$. De plus du fait du faible rayon des naines M, à un rotateur modérément rapide peut correspondre un $v \sin i$ de quelques km.s^{-1} , *i.e.* tout juste détectable par spectroscopie.

Les développements récents de la spectropolarimétrie (§ 2.2.2) permettent également de mesurer le champ magnétique d'étoiles de faible masse. Dans ce cas seule la composante à grande échelle est accessible, mais il est possible d'obtenir une contrainte sur la géométrie du champ magnétique en plus de son intensité. La première étude de ce type sur l'étoile complètement convective V374 Peg (Donati *et al.* 2006a) a révélé un champ magnétique à grande échelle très intense et quasi-axisymétrique (*cf.* § 3.4), très proche d'un dipôle faiblement incliné par rapport à l'axe de rotation stellaire, ce qu'aucun des modèles existant alors n'avait anticipé.

1.4.3 Modèles de dynamo dans les étoiles entièrement convectives

Ainsi les étoiles de type spectral plus tardif que M4 sont complètement convectives et donc dépourvues de tachocline, l'un des éléments essentiels des modèles actuels de la dynamo solaire (§ 1.2.3). Ces étoiles sont pourtant capables de soutenir des niveaux d'activité élevés (§ 1.4.1). Des champs magnétiques très intenses ont été directement détectés, et l'existence d'une composante axisymétrique à grande échelle de type dipolaire a été mise en évidence sur ce type d'étoile (§ 1.4.2).

Des modèles de dynamo non solaire ont ainsi été proposés, dans lesquels la convection et la turbulence jouent un rôle primordial, au détriment de la rotation différentielle. Durney *et al.* (1993) ont étudié la génération de champ magnétique dans la zone convective solaire en se basant sur une modélisation de champ moyen (§ 1.2.2). Ils montrent que même en l'absence d'hélicité, un champ magnétique à petite échelle et fluctuant dans le temps est généré, et que cette composante représente la majeure partie du flux magnétique solaire. Les auteurs concluent que ce type de dynamo turbulente pourrait être à l'origine du champ magnétique des étoiles entièrement convectives. La modélisation cinématique locale de Dorch & Ludwig (2002), indique qu'un champ magnétique à petite échelle (concentré entre les granules convectifs) peut être généré localement à la surface des étoiles entièrement convectives.

Plusieurs auteurs (*e.g.*, Küker & Rüdiger 1999; Chabrier & Küker 2006) se sont également intéressés à la modélisation globale de la dynamo d'étoiles entièrement convectives (étoiles pré-séquence principale ou étoiles de faible masse sur la séquence principale) en s'appuyant sur le formalisme de champ moyen. Le champ de vitesse prescrit ne comporte pas de rotation différentielle, conformément aux résultats observationnels de Barnes *et al.* (2005) et numériques de Küker & Rüdiger (2005). Ainsi, l'effet Ω n'intervient pas dans la génération du champ magnétique, la dynamo est de type α^2 . Les travaux de Küker & Rüdiger (1999) et Chabrier & Küker (2006) s'accordent sur la génération d'un champ à grande échelle par les étoiles entièrement convectives. Les propriétés précises des champs magnétiques obtenus diffèrent entre les deux études, et dépendent notamment du taux de rotation. Elles s'accordent cependant sur le fait que le champ magnétique à grande échelle produit par une étoile entièrement convective n'est pas un dipôle aligné avec l'axe de rotation.

Dans la mesure où le mécanisme de saturation est imposé de manière artificielle (et non calculé de manière auto-cohérente) dans ces modèles de champ moyen, ils permettent d'étudier les modes instables de la dynamo (*i.e.* le type de champ qui est amplifié) mais leur pertinence pour décrire le champ dans l'état saturé (*i.e.* celui qui est effectivement observé)

peut être mise en doute. Bien qu'elles ne soient pas exemptes de défaut, les simulations numériques directes (DNS, § 4.1) qui résolvent simultanément l'évolution temporelle du champ de vitesse et du champ magnétique dans l'étoile peuvent être intéressantes. Des DNS de l'effet dynamo dans une naine M entièrement convective ont été réalisées par [Dobler *et al.* \(2006\)](#) puis [Browning \(2008\)](#). Elles indiquent que ce type d'étoile peut générer un champ magnétique intense comportant une composante axisymétrique significative, mais restent éloignées des premiers résultats spectropolarimétriques obtenus (*cf.* § 4.2).

Détection et étude des champs magnétiques stellaires

Sommaire

2.1	Effet Zeeman	28
2.2	Techniques de détection	31
2.2.1	En lumière non polarisée	31
2.2.2	En lumière polarisée	32
2.3	Mesures spectropolarimétriques	34
2.3.1	Polarisation de la lumière et paramètres de Stokes	34
2.3.2	Instrumentation	34
2.3.3	Extraction optimale des spectres polarisés	36
2.3.4	Déconvolution moindres-carrés	37
2.4	Imagerie tomographique Zeeman-Doppler	37
2.4.1	Principes	37
2.4.2	Décomposition du champ magnétique	38
2.4.3	Problème direct	41
2.4.4	Problème inverse	42
2.4.5	Performances de la méthode	45
2.4.6	Contraintes sur les paramètres stellaires	47

Les mesures directes de champs magnétiques stellaires reposent sur l'effet Zeeman. Après une brève introduction sur les propriétés de cet effet physique, nous présentons les différentes techniques permettant la détection et l'étude des champs magnétiques stellaires ainsi que leurs avantages respectifs. Les méthodes mises en œuvre au cours de mon travail de thèse sont ensuite détaillées : nous décrivons le principe et la mise en œuvre des mesures spectropolarimétriques, puis le procédé d'imagerie Zeeman-Doppler qui permet d'obtenir une estimation de la topologie magnétique d'une étoile à partir d'une série d'observations spectropolarimétriques.

2.1 Effet Zeeman

L'observation d'indicateurs d'activité (cf. §1.3) permet d'obtenir une information indirecte sur le champ magnétique d'une étoile, l'intensité de celui-ci étant (en première approximation) corrélée avec le niveau d'activité. L'étude de l'effet Zeeman (Zeeman 1897) sur les spectres stellaires nous renseigne directement sur l'intensité du champ, voire sur sa géométrie, à la profondeur de formation des raies étudiées.

Une description complète et rigoureuse de l'effet Zeeman ne peut se faire que par la mécanique quantique. Cependant, une approche classique basée sur le modèle de l'électron élastiquement lié permet de rendre compte du phénomène de manière simple dans le cas du triplet Zeeman normal, et notamment des propriétés de polarisation des ses composantes.

Considérons un atome modélisé par un électron lié au noyau par une force de rappel élastique. En présence d'un champ magnétique \mathbf{B} l'équation décrivant le mouvement de l'électron (vecteur position \mathbf{x}) est la suivante :

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = -4\pi^2 \nu_0^2 \mathbf{x} - \frac{e_0}{m_e c} \frac{d\mathbf{x}}{dt} \times \mathbf{B}, \quad (2.1)$$

où ν_0 est la fréquence propre de l'oscillateur, e_0 la charge de l'électron, m_e sa masse, et c la célérité de la lumière dans le vide. On peut alors montrer que l'oscillation de l'électron peut se décomposer comme une somme de trois composantes de fréquences ν_0 , et $\nu_0 \pm \nu_L$, où $\nu_L = \frac{e_0 B}{4\pi m_e c}$ est la fréquence de Larmor. Ainsi, un observateur dont la ligne de visée est située suivant l'axe du champ magnétique verra deux composantes polarisées circulairement en sens inverse l'une de l'autre et dont la fréquence sera $\nu_0 \pm \nu_L$; tandis qu'un observateur positionné perpendiculairement à cet axe percevra une composante polarisée linéairement selon l'axe du champ à la fréquence ν_0 et deux composantes polarisées linéairement dans la direction orthogonale aux fréquences $\nu_0 \pm \nu_L$. On nomme usuellement π la composante située à la fréquence centrale, et σ_r et σ_b les composantes décalées vers les basses et les hautes fréquences, respectivement (voir la figure 2.1).

En termes de mécanique quantique, la présence d'un champ magnétique modifie l'hamiltonien du système atomique en ajoutant un terme

$$H_B = -\frac{e}{2m_e c} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} + \frac{e^2}{8m_e c^2} (\mathbf{B} \times \mathbf{r})^2 \quad (2.2)$$

où \mathbf{L} , \mathbf{S} et \mathbf{r} sont respectivement les opérateurs de moment cinétique orbital, de moment cinétique de *spin* et de position du nuage électronique. Le terme quadratique (diamagnétique) est négligeable pour les champs d'intensité modérée rencontrés dans la photosphère des étoiles non dégénérées. Cette perturbation conduit à une levée de dégénérescence des $2J + 1$ sous-niveaux magnétiques de même nombre quantique J . Dans le cadre de la description de l'effet Zeeman linéaire, on fait l'hypothèse d'un champ magnétique faible, *i.e.* tel que l'interaction spin-orbite (couplage L-S) soit prépondérante devant le champ magnétique extérieur. Dans ce cas, on peut montrer que la perturbation créée par le champ magnétique conduit à des niveaux d'énergie :

$$\begin{cases} E_{J,M} = E_{J0} + \mu_0 g B M \\ g = 1 + \frac{1}{2} \frac{J(J+1) + S(S+1) + L(L+1)}{J(J+1)} \text{ pour } J \neq 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

Où E_{J0} est l'énergie du niveau J en l'absence de perturbation, g le facteur de Landé qui ne dépend que de L et S et qui caractérise la sensibilité du niveau au champ magnétique, et $M = \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}$ le nombre quantique magnétique. Les seules transitions autorisées entre ces niveaux sont celles telles que $\Delta M \in \{-1; 0; 1\}$. Ainsi, au lieu d'observer une unique transition à la fréquence $\nu_0 = \frac{E_{J'} - E_J}{h}$, en présence d'un champ magnétique on observe

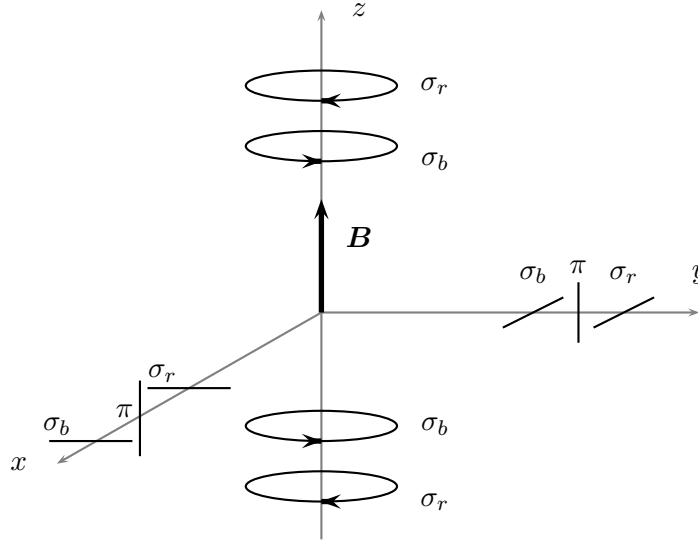


FIGURE 2.1 – Polarisation des différentes composantes du triplet Zeeman selon l'orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. Le rayonnement est polarisé circulairement dans l'axe du champ magnétique, et linéairement dans le plan orthogonal.

$4J + 2J' + 1$ transitions aux fréquences définies par :

$$\nu_{MM'}^{JJ'} = \nu_0 + \nu_L(g'M' - gM) \quad (2.4)$$

Soit $2J + 1$ transitions π correspondant à $\Delta M = 0$ et $2(J + J')$ transitions $\sigma_{r,b}$ pour $\Delta M = \pm 1$ respectivement. On retrouve les composantes π et $\sigma_{r,b}$ de l'approche classique, mais ce sont, dans le cas général, des groupes de raies (*cf.* figure 2.2).

Dans la pratique, les champs modérés présents dans la photosphère des étoiles non dégénérées (quelques kG au plus parmi les étoiles froides) ne permettent pas de résoudre les transitions individuelles des composantes π et $\sigma_{r,b}$. La mesure du décalage moyen $\Delta\lambda_B$ d'une composante σ par rapport à la longueur d'onde de référence permet de mesurer l'intensité du champ magnétique :

$$\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_0^2 e B}{4\pi m_e c^2} = 4.67 \times 10^{-12} \lambda_0^2 g_{eff} B \quad (2.5)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de la transition considérée en l'absence de champ magnétique exprimée en nm et le module du champ magnétique B est exprimé en Gauss. Le facteur de Landé effectif g_{eff} (sans dimension) caractérise la sensibilité de la raie à l'effet Zeeman, il varie de 0 à 3 : beaucoup de raies optiques usuelles ont un facteur de Landé effectif proche de l'unité. La dépendance quadratique en λ_0 ¹ implique que l'effet Zeeman est plus facile à mesurer pour des raies situées dans la partie rouge du spectre visible, voire dans l'infrarouge.

Enfin, notons que les molécules diatomiques (*e.g.*, TiO, OH, ou FeH) sont également sensibles au champ magnétique. Elles sont présentes dans les atmosphères d'étoiles suffisamment froides ainsi que dans les taches solaires, et peuvent servir à mesurer des champs magnétiques (*e.g.*, [Schadee 1978](#)). La principale limitation provient du manque de données théoriques et expérimentales sur les facteurs de Landé associés à ces raies spectrales.

1. En termes de vitesse radiale $v_{rad} = c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}$, *i.e.* à résolution spectrale donnée, la dépendance en λ_0 de l'effet Zeeman est linéaire.

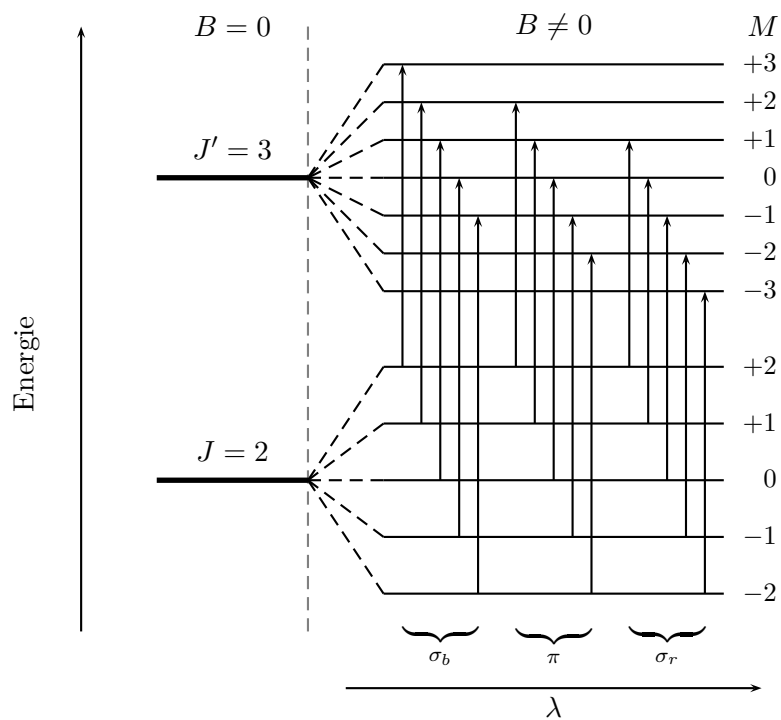


FIGURE 2.2 – Diagramme des niveaux d'énergie et transitions possibles dans le cas du triplet Zeeman. A gauche, en l'absence de champ, les niveaux de même nombre quantique de moment magnétique J sont dégénérés, on observe une seule transition. A droite, en présence d'un champ magnétique, du fait de la levée de dégénérescence et des règles de sélection, on observe $4J + 2J' + 1$ transitions.

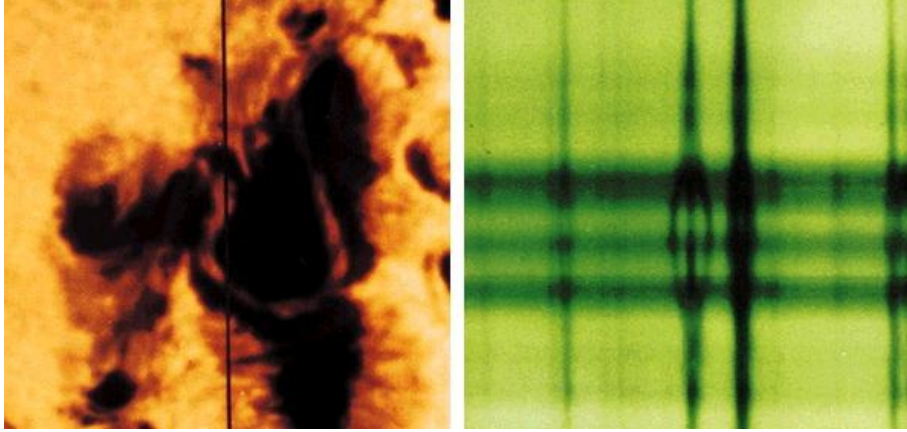


FIGURE 2.3 – Mesure de l’effet Zeeman dans une tache solaire. Le panneau de gauche montre une tache solaire, où un champ intense règne. La ligne noire verticale représente la fente d’un spectrographe. Le panneau de droite représente une portion de spectre correspondante : la direction verticale correspond à la direction spatiale le long de la fente (visible sur le panneau de gauche), et la direction horizontale correspond à la dispersion spectrale. Parmi les deux raies d’absorption intense visibles, celle de droite présente un élargissement dans la tache, tandis que pour celle de gauche, plus sensible au champ magnétique, les composantes σ et π sont visibles. Crédit : NOAO/AURA/NSF

2.2 Techniques de détection

2.2.1 En lumière non polarisée

La manière la plus évidente d’étudier l’effet Zeeman consiste à mesurer la séparation entre les différentes composantes d’une raie sensible au champ magnétique, à partir d’un spectre à haute résolution. Par exemple, pour le cas favorable de la raie du Fe I à 630.25 nm ($g_{eff} = 2.5$) et un champ de 1 kG, l’équation 2.5 donne un décalage $\Delta\lambda_B = 4.6$ pm, ce qui correspond en termes de vitesse radiale à 2.2 km.s^{-1} . Ainsi, sans même tenir compte de la largeur des raies étudiées, la détection d’un champ d’un kilogauss requiert l’emploi d’un spectrographe d’une résolution supérieure à 130 000 pour que la séparation des composantes Zeeman soit supérieure à la largeur du profil instrumental.

Ceci montre que la mesure directe de la séparation entre les composantes Zeeman ne peut s’appliquer qu’à des objets présentant un champ magnétique très intense et des raies spectrales fines. La largeur observée des raies stellaires résulte principalement de l’effet Doppler lié : (i) à l’agitation thermique (1 à 3 km.s^{-1}), (ii) aux mouvements du plasma photosphérique (élargissement turbulent de l’ordre de quelques km.s^{-1} pour les types spectraux tardifs) et (iii) à la rotation stellaire ($v \sin i$ peut dépasser 100 km.s^{-1}). Ainsi, cette méthode s’applique avec succès aux taches solaires (champ fort, pas d’élargissement rotationnel, haute résolution spectrale possible, voir Fig. 2.3) ou aux étoiles de chimiquement particulières (champ très fort, élargissement turbulent faible car zone radiative en surface) dont le $v \sin i$ est souvent peu élevé (*e.g.*, Mathys *et al.* 1997).

Pour des champs plus faibles, ou des raies spectrales plus larges, il n’est pas possible de séparer les composantes σ et π . Cependant, en comparant des raies plus ou moins sensibles au champ magnétique, il est possible d’estimer l’élargissement dû à l’effet Zeeman. Cette méthode permet de mesurer la valeur moyenne du champ magnétique ainsi que la fraction de la surface stellaire visible couverte de régions magnétiques (facteur de remplissage). Ces deux paramètres étant dégénérés, c’est en général le produit des deux qui est estimé (Robinson 1980; Saar 1988).

Cette méthode peut également s’appliquer aux raies moléculaires, ce qui est particu-

lièrement intéressant pour les étoiles de très faible masse dont le spectre est dominé par ces raies. Les bandes de Wing-Ford de FeH à $0.99 \mu\text{m}$ sont particulièrement intéressantes puisqu'elles se composent de plusieurs raies suffisamment intenses dont certaines sont quasiment insensibles au champ magnétique tandis que d'autres présentent des facteurs de Landé élevés (Valenti *et al.* 2001). Afin de pallier le manque de données précises sur la sensibilité de ces transitions, Reiners & Basri (2006) ont mis en œuvre une modélisation simple basée sur la combinaison de deux spectres d'étoiles de référence, l'une au champ intense de valeur connue et l'autre dont le champ est trop faible pour être détectable.

La sensibilité de la méthode peut être grandement augmentée en étudiant des raies situées dans le proche infrarouge (*cf.* § 2.1). Ainsi pour une raie spectrale de $g_{\text{eff}} = 2.5$ et $\lambda_0 = 2.2 \mu\text{m}$, on a $\Delta v_B = 7.7 \text{ km.s}^{-1}$ pour un champ d'un kilogauss. Un champ de cette intensité devient alors détectable sur une étoile froide. Cette technique est d'autant plus intéressante pour les étoiles de très faible masse dont la distribution spectrale d'énergie est maximale à ces longueurs d'onde (*e.g.*, Saar & Linsky 1985; Valenti *et al.* 1995).

L'analyse spectroscopique à haute résolution en lumière non polarisée a produit de nombreux résultats pour l'étude des étoiles froides et des étoiles jeunes (Johns-Krull *et al.* 1999; Johns-Krull 2007). Cette approche présente l'avantage de pouvoir détecter des champs à la géométrie très complexe qui seraient indétectables en lumière polarisée (voir ci-dessous). En revanche les spectres en intensité contiennent très peu d'information sur la géométrie du champ magnétique, et renseignent principalement sur le module du champ intégré sur l'hémisphère visible de l'étoile. Ce handicap limite fortement leurs possibilités de fournir des contraintes observationnelles aux théories de dynamo stellaire.

2.2.2 En lumière polarisée

L'étude du champ magnétique peut également se faire en exploitant les propriétés de polarisation de l'effet Zeeman. Les avantages de cette méthode sont : (i) l'existence d'une polarisation nette dans les raies spectrales traduit directement la présence d'un champ magnétique et (ii) les signatures polarisées nous renseignent sur l'orientation du vecteur champ magnétique.

Le magnétographe (Babcock 1947) est le premier instrument à tirer parti de la polarisation due à l'effet Zeeman pour mesurer les champs magnétiques solaires et stellaires. La mesure du décalage moyen entre deux spectres enregistrés en lumière polarisée gauche et droite permet de déduire la valeur du champ longitudinal B_ℓ , *i.e.* la composante projetée sur la ligne de visée intégrée sur l'hémisphère visible de l'étoile (ou sur la région couverte par l'instrument dans le cas du Soleil).

Cette grandeur peut également être obtenue de manière plus précise en mesurant la polarisation circulaire dans les ailes d'une raie de Balmer, souvent H β (Angel & Landstreet 1970). Cette méthode présente l'avantage d'être plus simple à mettre en œuvre, car elle ne nécessite pas de spectrographe : les régions du spectres à étudier sont isolées à l'aide de filtres interférentiels. Il est possible d'obtenir une information complémentaire sur la composante transverse du champ magnétique, de manière similaire, à partir de la polarisation linéaire (*e.g.*, Leroy 1962, 1995). Ces techniques ont permis d'étudier des objets possédant un champ magnétique très intense et organisé à grande échelle, tels que les étoiles chimiquement particulières de types spectraux A et B (*e.g.*, Borra & Landstreet 1980; Landstreet 1982). En revanche, elles s'avèrent inefficaces pour mesurer le champ d'étoiles froides autres que le Soleil, dont les topologies magnétiques complexes résultent en un champ longitudinal très faible.

Ces méthodes polarimétriques de première génération consistent à mesurer une propriété du champ magnétique stellaire avec l'instrument approprié. La spectropolarimétrie consiste quant à elle à mesurer directement les raies spectrales en polarisation circulaire ou linéaire, et non plus simplement leurs moments de bas degré que sont les composantes

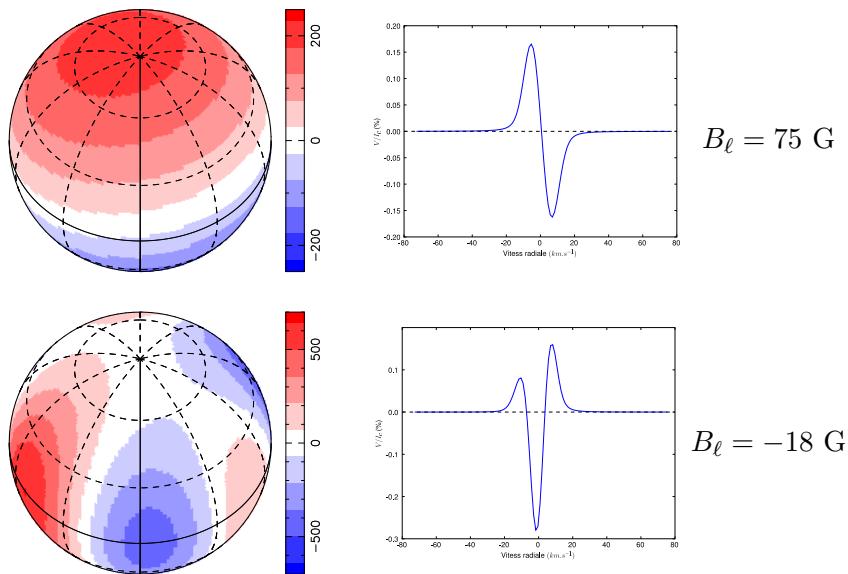


FIGURE 2.4 – Limitation des mesures de champ longitudinal. Pour deux configurations magnétiques (composante radiale uniquement, les valeurs du champ sont en Gauss) sont présentées la signature Stokes V (en prenant $v \sin i = 10 \text{ km.s}^{-1}$) et la valeur du champ longitudinal correspondantes. Alors que les deux signatures polarisées présentent des amplitudes similaires, le champ longitudinal est nettement plus faible (en valeur absolue) pour la seconde configuration magnétique, plus complexe.

longitudinale et transverse du champ. En effet, on peut montrer que (*e.g.*, Donati *et al.* 1997) :

$$B_l(\text{G}) = -2.14 \times 10^{11} \frac{\int v V(v) dv}{\lambda_0 g_{\text{eff}} c \int [I_c - I(v)] dv}, \quad (2.6)$$

où I et V sont les paramètres de Stokes décrits en § 2.3.1, I_c est le niveau du continu dans I , v est la vitesse radiale dans le référentiel de l'étoile, c est exprimée dans la même unité que v et λ_0 en nm. B_ℓ étant basé sur le premier moment de Stokes V , un signal polarisé d'amplitude significative mais de forme complexe (car correspondant à un champ à la géométrie complexe) peut correspondre à un champ longitudinal trop faible pour être détecté, comme le montre la figure 2.4

La difficulté des mesures spectropolarimétrique provient de la faible amplitude des signaux recherchés (de l'ordre de 1% du continu non polarisé pour les signaux en polarisation circulaire pour les étoiles les plus actives, en général 0.1% ; le signal en polarisation linéaire est généralement plus faible d'un facteur dix). Le développement de cette technique a donc dû attendre la réalisation d'instruments très performants.

L'intérêt de cette méthode est que ces spectres polarisés contiennent une information sur le vecteur champ magnétique et pas uniquement sur son module. Ainsi, en collectant une série de spectres qui échantillonne densément le cycle de rotation de l'étoile, il est possible de contraindre sa topologie magnétique. Cela peut être réalisé de manière automatique et sans hypothèse *a priori* sur la topologie de l'étoile, grâce à la méthode d'imagerie Zeeman-Doppler (*cf.* §2.4).

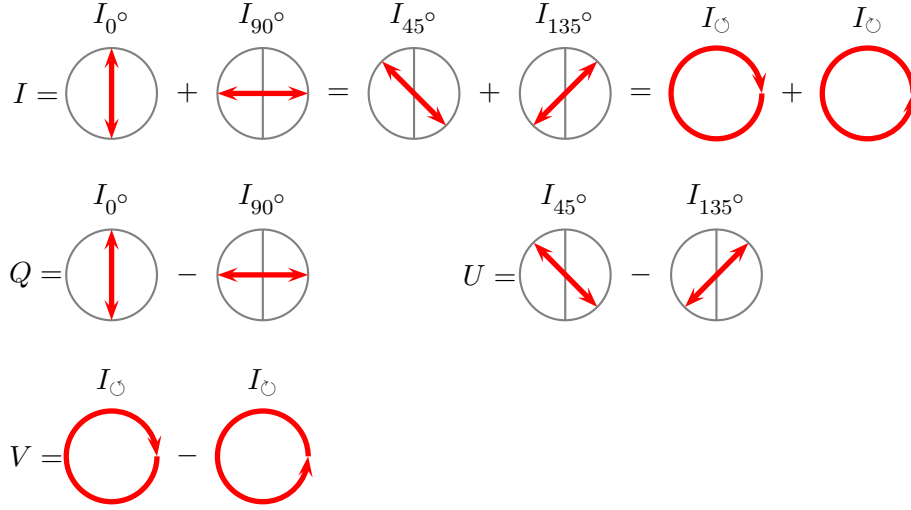


FIGURE 2.5 – Définition des paramètres de Stokes à partir des méthodes de mesure. Dans chaque vignette le trait vertical représente la direction de référence pour la mesure des polarisations linéaires. Une autre approche est présentée en annexe A.

2.3 Mesures spectropolarimétriques

2.3.1 Polarisation de la lumière et paramètres de Stokes

L'étude d'un rayonnement se fait souvent par l'analyse de l'intensité en fonction de la longueur d'onde (spectroscopie). Cependant l'onde électromagnétique transporte une autre information : la polarisation *i.e.* l'évolution temporelle des vecteurs champ électrique et magnétique dans le plan d'onde, toujours en fonction de la longueur d'onde (spectropolarimétrie).

Une description complète des propriétés de la lumière peut être obtenue à l'aide des 4 paramètres de Stokes indépendants :

- I est l'intensité lumineuse non polarisée.
- Q et U représentent deux états orthogonaux de polarisation linéaire.
- V mesure la polarisation circulaire nette.

Ces paramètres sont des fonctions de la longueur d'onde. Une manière simple de définir les paramètres de Stokes consiste à présenter le principe de leur mesure. Considérons un filtre polarisant linéaire idéal, et deux filtres polarisant circulaires idéaux gauche et droite. Soient un rayonnement incident à caractériser, et une direction de référence pour la mesure des polarisations linéaires, choisie dans le plan orthogonal à la direction de propagation de ce rayonnement. On note alors I_α l'intensité mesurée à travers le filtre polarisant linéaire dans la direction faisant un angle α avec la direction de référence. On mesure ainsi successivement I_0° , I_{45° , I_{90° et I_{135° . Ainsi que I_\odot et I_\ominus à travers les filtres polarisants circulaires gauche et droite respectivement. Les paramètres de Stokes sont alors définis comme indiqué par la figure 2.5. Les paramètres de Stokes Q , U et V ainsi définis mesurent des polarisations nettes, ils sont nuls pour un rayonnement non polarisé. Plus d'informations sur les paramètres de Stokes et la spectropolarimétrie sont disponibles dans l'annexe A ainsi que dans Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004).

2.3.2 Instrumentation

Un spectropolarimètre consiste essentiellement en un module polarimétrique (permettant de sélectionner la polarisation que l'on souhaite étudier) placé en amont d'un spectro-

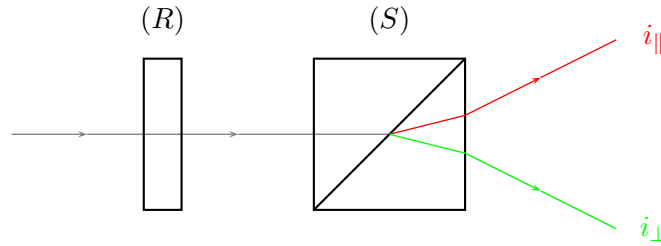


FIGURE 2.6 – Principe de base du polarimètre. Le séparateur (S) (prisme de Wollaston) génère deux faisceaux d'états de polarisation orthogonaux d'intensités $i_{||}$ et i_{\perp} . Le réglage des angles entre l'axe de la lame à retard (R) (lame quart d'onde) par rapport à l'axe de (S) d'une part, et de l'axe de l'ensemble (R) + (S) par rapport à l'axe Nord-Sud d'autre part, permet de sélectionner le paramètre de Stokes mesuré. Stokes V est mesuré en positionnant les axes lent et rapide de la lame quart d'onde à $\pm 45^\circ$ par rapport aux axes du séparateur de faisceaux. Q et U sont obtenus en alignant les axes de la lame quart d'onde avec ceux du séparateur.

graphe. Le polarimètre minimal permettant de mesurer les quatre paramètres de Stokes (séquentiellement) se compose d'une lame quart d'onde et d'un séparateur de faisceaux, tous deux orientables en rotation dans le plan perpendiculaire à la propagation du faisceau lumineux (cf. figure 2.6). En ajustant ces orientations, il est possible de mesurer simultanément deux états de polarisation orthogonaux (les couples d'intensités décrits par la figure 2.5) et donc de déduire Stokes I et l'un des paramètres de polarisation Q , U ou V (cf. Semel et al. 1993). Ce dispositif présente en outre l'avantage de pouvoir permuter les voies de mesure des deux faisceaux émergents, ce qui permet d'éliminer les erreurs systématiques de mesure de polarisation lors de la réduction des données (cf. 2.3.3).

Les spectropolarimètres ESPaDOnS et NARVAL sont des instruments jumeaux montés respectivement au foyer du CFHT (*Canada France Hawaii Telescope*, 3.6 m de diamètre, situé au sommet du Mauna Kea à Hawaii, USA) et du TBL (Télescope Bernard Lyot, 2 m de diamètre, situé au sommet du Pic du Midi de Bigorre dans les Pyrénées françaises). Les principales caractéristiques de ces deux instruments sont les suivantes :

- mesure des 4 paramètres de Stokes (polarisation circulaire et linéaire) ;
- couverture intégrale du domaine visible (0.37–1.00 μm) en une seule pose
- résolution spectrale de 65 000 ;
- haute efficacité, jusqu'à $\sim 15\%$ dans le domaine 0.5–0.6 μm (télescope et détecteur compris) ;
- bonne stabilité spectrale.

Les performances de ces instruments de seconde génération résultent d'une conception aboutie. Bien que le principe du spectropolarimètre soit relativement simple, la réalisation pratique d'un instrument performant pose de nombreux défis. Notamment, aux deux fonctions de l'instrument (spectroscopie et polarimétrie) correspondent des exigences contradictoires. En effet, une mesure polarimétrique de qualité doit être effectuée avant toute réflexion oblique (qui introduirait de la polarisation parasite dans le faisceau optique), c'est-à-dire au foyer Cassegrain du télescope. Au contraire, le spectrographe requérant une grande stabilité mécanique est de préférence positionné au foyer Nasmyth. La conception d'ESPaDOnS et NARVAL s'affranchit de ce problème en séparant physiquement les deux fonctions de l'instrument. Un module Cassegrain comprenant le polarimètre et les dispositifs de calibration produit deux faisceaux polarisés qui sont dirigés par des fibres optiques

jusqu’au spectrographe échelle monté sur banc optique et placé dans un caisson régulé thermiquement.

Le module polarimétrique utilise un prisme de Wollaston comme séparateur de faisceaux, ainsi qu’une combinaison de trois rhomboédres de Fresnel (un quart d’onde, entouré de deux demi-onde) comme retardateur. Ces éléments optiques associés à des traitements de surface optimisés permettent d’atteindre un haut degré d’achromaticité, caractéristique essentielle pour un instrument devant couvrir tout le domaine visible.

A partir des faisceaux lumineux issus des fibres optiques, un dissecteur d’image de type Bowen-Walraven génère une fente synthétique qui alimente le spectrographe. Les deux états de polarisation orthogonaux sont ainsi mesurés simultanément sur un unique capteur CCD. Le spectrographe est de type échelle à dispersion croisée, ce qui permet d’imager un spectre à haute résolution sur un domaine spectral large sur un capteur CCD de format standard de 9 mégapixels. Plus d’informations sur la conception et les performances des spectropolarimètres ESPaDOnS et NARVAL sont disponibles dans [Donati *et al.* \(2003b\)](#) et sur les pages internet des projets^{2 3}.

2.3.3 Extraction optimale des spectres polarisés

Chaque pose du spectropolarimètre résulte donc en un spectre échelle comprenant deux états de polarisation orthogonaux, par exemple $I - V$ et $I + V$ dans le cas où l’on mesure Stokes V . La procédure de réduction des données issues des spectropolarimètres ESPaDOnS et NARVAL comporte d’une part l’extraction des spectres à partir de l’échellogramme (comme sur un spectrographe échelle classique, *cf.* [Horne 1986](#) et [Marsh 1989](#)) et d’autre part la reconstruction des paramètres de Stokes.

Pour un paramètre de Stokes donné, il existe 4 positions des retardateurs (lames demi-onde) produisant le couple d’états de polarisation orthogonaux idoines en sortie du polarimètre. On effectue une pose dans chacune de ces positions. Les spectres résultants notés $i_{n,\parallel}$ et $i_{n,\perp}$ pour les deux états de polarisation de chaque pose, sont alors combinés pour obtenir le paramètre de Stokes P selon :

$$\begin{cases} I = \sum_{n=1}^4 i_{n,\parallel} + i_{n,\perp} \\ \frac{P}{I} = \frac{R - 1}{R + 1} \end{cases} \quad (2.7)$$

où

$$R = \frac{i_{1,\parallel}/i_{1,\perp}}{i_{2,\parallel}/i_{2,\perp}} \frac{i_{4,\parallel}/i_{4,\perp}}{i_{3,\parallel}/i_{3,\perp}}, \quad (2.8)$$

de sorte que toutes les erreurs systématiques ainsi que les sources de polarisation parasites (rotation terrestre, dérive du spectrographe, inhomogénéité de réponse du CCD, ...) sont supprimées au premier ordre ([Semel *et al.* 1993](#); [Donati *et al.* 1997](#)).

Tous les spectres analysés au cours de ma thèse ont été traités avec le code Libre-ESpRIT⁴ dont l’exécutable est mis à disposition des utilisateurs d’ESPaDOnS et NARVAL. Ce logiciel met en œuvre la procédure d’extraction optimale des spectres polarisés décrite ci-dessus. Libre-ESpRIT est une évolution – plus automatisée et plus fiable – d’ESpRIT (développé par [Donati *et al.* 1997](#)) qui a été utilisé notamment avec le spectropolarimètre MuSiCoS (le prédécesseur de NARVAL au TBL).

2. ESPaDOnS : <http://www.ast.obs-mip.fr/projets/espadons/espadons.html>

3. NARVAL : <http://www.ast.obs-mip.fr/projets/narval/v1/>

4. http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/Espadons/Espadons_esprit.html

2.3.4 Déconvolution moindres-carrés

Comme précisé au §2.2.2, les signatures polarisées correspondant au champ magnétique des étoiles de la séquence principale sont généralement trop faibles pour être détectées dans une raie unique. Il semble donc naturel de tenter de tirer parti du grand nombre de raies d'absorption photosphériques présentes dans les spectres des étoiles froides. Notamment, si l'on considère que les signatures polarisées dans différentes raies sont identiques à un facteur d'échelle près, alors chaque raie peut être considérée comme une réalisation différente d'une même mesure. Réalisations qu'il doit être possible de combiner ensemble afin de réduire le bruit de photons (*e.g.*, Semel & Li 1996).

Sous certaines hypothèses, il est possible de considérer un spectre polarisé comme la convolution d'une signature Zeeman moyenne avec un masque spectral, *i.e.* une somme pondérée de distributions de Dirac, représentant la distribution des raies dans le domaine spectral considéré. La méthode de déconvolution moindres carrés (ou LSD, *Least Squares Deconvolution*), mise au point par Donati *et al.* (1997), permet alors d'obtenir un profil de polarisation moyen, dont le rapport signal à bruit est nettement plus élevé que celui des raies individuelles du spectre de départ. Cette technique, combinée avec la couverture spectrale étendue d'ESPaDOnS et NARVAL, permet d'obtenir une information très précise sur le champ magnétique des étoiles froides avec des télescopes de taille modeste.

Pour les étoiles de type spectral K, le gain multiplex peut être de plusieurs dizaines. Pour les étoiles de type spectral M, près de 5 000 raies spectrales sont utilisées pour le masque de déconvolution, et le gain multiplex obtenu varie de 15 (M0) à 5 (M8). Le nombre de raies pris en compte est sensiblement le même pour les types spectraux K et M, cependant le rapport signal à bruit dans la partie bleue du spectre (qui contient de nombreuses raies) diminue vers les types spectraux tardifs. Le nombre de raies qui contribue effectivement à l'extraction du signal polarimétrique est donc plus faible pour les étoiles M, ce qui résulte en un gain multiplex moins élevé.

Enfin, à l'instar des techniques de corrélation classiques (*e.g.*, Mayor 1980), cette méthode présente l'avantage, par rapport à l'étude de raies individuelles, d'éliminer statistiquement le signal parasite dû à la présence éventuelle de raies satellites (*blends*).

2.4 Imagerie tomographique Zeeman-Doppler

2.4.1 Principes

L'imagerie tomographique permet de cartographier toute quantité physique qui affecte la formation des raies spectrales et qui présente des hétérogénéités de répartition (taches) à la surface d'une étoile. Pour les étoiles dont le $v \sin i$ est élevé (*i.e.* en rotation rapide et avec un i suffisamment élevé), du fait de l'effet Doppler la position des hétérogénéités à la surface de l'étoile est corrélée avec la position de la distorsion résultante dans la raie spectrale, comme le montre la figure 2.7. Ainsi un spectre peut être vu comme une carte 1-D de la photosphère stellaire complètement brouillée en latitude (Deutsch 1957; Khokhlova 1975). La résolution en longitude est proportionnelle au $v \sin i$ de l'étoile, le nombre d'éléments résolus à l'équateur étant donné par :

$$n = \frac{2\pi v \sin i}{W}, \quad (2.9)$$

où W est la largeur du profil de raie spectral en l'absence de rotation, soit environ 9 km.s^{-1} pour une étoile de type spectral M4. Le procédé d'imagerie Doppler exploite en plus l'information contenue dans l'évolution temporelle des spectres afin de reconstruire une carte 2-D de la portion visible de l'étoile à partir d'une série temporelle de spectres à haute résolution offrant un échantillonnage dense et homogène du cycle rotationnel (*e.g.*,

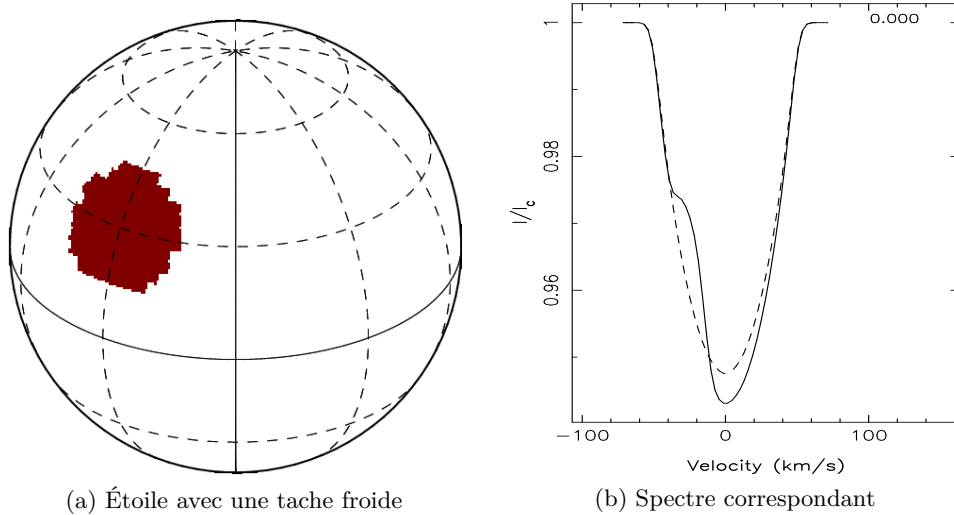


FIGURE 2.7 – Principe de l'imagerie Doppler. Sur la figure (b) le profil de référence correspondant à la même étoile sans tache est tracé en pointillés et le profil modifié par la présence de la tache froide apparaît en trait plein. La position de la distorsion dans le spectre permet de remonter à la longitude de la tache (pour un profil dominé par l'élargissement rotationnel).

Goncharskij *et al.* 1982; Vogt *et al.* 1987; Rice *et al.* 1989). Concrètement, le code d'imagerie procède de manière itérative : partant d'une carte homogène, des taches sont ajoutées, et les spectres synthétiques résultants sont comparés avec les données, jusqu'à atteindre un niveau d'ajustement fixé *a priori*. Cette méthode permet notamment d'étudier la répartition des taches froides (et donc sombres) sur la photosphère des étoiles de faible masse (*e.g.*, Collier-Cameron & Unruh 1994; Donati *et al.* 2003a) ainsi que des abondances hétérogènes d'éléments chimiques à la surface des étoiles chimiquement particulières Ap (*e.g.*, Rice & Wehlau 1994; Kochukhov *et al.* 2004).

L'imagerie Zeeman-Doppler (ZDI) (Semel 1989) généralise cette technique d'imagerie tomographique aux spectres polarisés pour la cartographie des champs magnétiques stellaires. Cette approche présente plusieurs différences significatives avec l'imagerie Doppler classique. Notamment, la grandeur reconstruite est vectorielle. Les signatures polarisées étant sensibles aux propriétés vectorielles du champ magnétique, il est possible d'en distinguer les différentes orientations et polarités (*e.g.*, Donati & Brown 1997). La figure 2.8 illustre cela avec des spectres dynamiques Stokes V correspondant aux trois composantes du champ en coordonnées sphériques. De plus, l'existence même de signatures polarisées dans les raies indique la présence d'un champ magnétique. Ainsi, même pour une étoile possédant un $v \sin i$ très faible, il est possible d'obtenir des informations sur le champ magnétique de l'étoile observée simplement à partir de la modulation rotationnelle de la signature (*cf.* § 2.4.5) alors que l'imagerie Doppler classique est peu efficace à bas $v \sin i$, puisque le profil de référence est connu avec une précision limitée (tandis qu'en polarimétrie le profil de référence, *i.e.* sans champ, correspond simplement à un niveau de polarisation nul).

Le code d'imagerie Zeeman-Doppler que j'ai utilisé pour mon travail de thèse est basé sur celui initialement développé par Brown *et al.* (1991). Ce code a subi plusieurs améliorations au fil des années (*e.g.*, Donati 2001), les principales sont décrites ci-dessous.

2.4.2 Décomposition du champ magnétique

Afin de calculer les spectres synthétiques dans le processus d'imagerie, la surface de l'étoile est modélisée par un maillage. La première implémentation de ZDI par Brown *et al.*

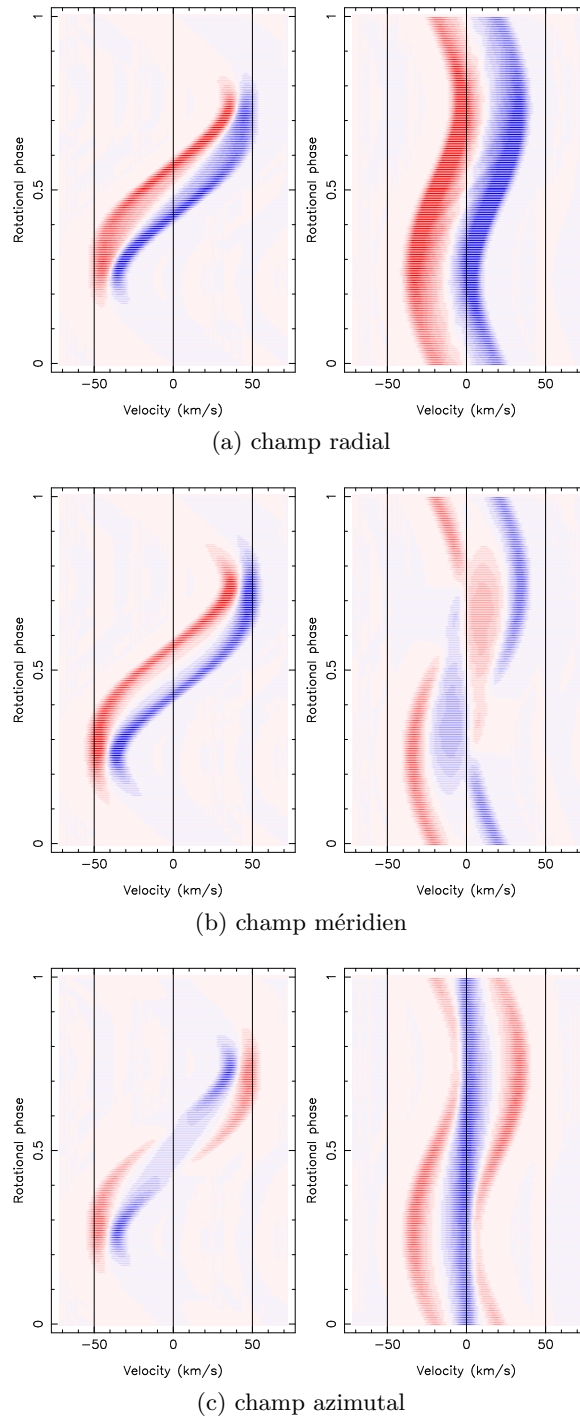


FIGURE 2.8 – Spectres dynamiques Stokes V . Chaque ligne horizontale correspond à un spectre dont les valeurs sont codées par la couleur (bleu pour les valeurs négatives, rouge pour les positives, le blanc correspond au niveau de polarisation nulle). Les lignes verticales indiquent, de gauche à droite, les vitesses radiales $-v \sin i$, 0 et $+v \sin i$. Ces spectres dynamiques correspondent à une étoile dont l'axe de rotation est incliné de 30° par rapport à la ligne de visée. À la surface de cette étoile une tache de champ magnétique (radial, méridien ou azimuthal de haut en bas) est positionnée à une latitude de 20° (colonne de gauche) ou 70° (colonne de droite). L'orientation du champ magnétique dans cette tache est soit radiale (haut), méridienne (milieu), ou azimuthale (bas).

(1991) reconstruisait directement les valeurs du vecteur champ magnétique en chaque point de cette grille indépendamment les unes des autres. Leurs simulations d'imagerie, ainsi que celles de Donati & Brown (1997) montrent que ce procédé permet de d'imager efficacement des taches de champ magnétique intense et en particulier de déterminer l'orientation du vecteur champ magnétique. En revanche, il ne permet pas de reconstruire des topologies globales de type multipôle de bas degré à partir des seuls spectres en polarisation circulaire.

Nous employons ici une description du champ magnétique basée sur les harmoniques sphériques dans laquelle le champ est exprimé comme la somme d'une composante poloïdale et d'une composante toroïdale. Ce modèle a initialement été développé par Donati *et al.* (2006b), en se basant sur Jardine *et al.* (1999), pour l'étude de l'étoile géante τ Sco. Les composantes du champ s'écrivent alors :

$$\begin{cases} B_r(\theta, \phi) = -\Re \left\{ \sum_{\ell, m} \alpha_{\ell, m} Y_{\ell, m}(\theta, \phi) \right\}, \\ B_\theta(\theta, \phi) = -\Re \left\{ \sum_{\ell, m} \beta_{\ell, m} Z_{\ell, m}(\theta, \phi) + \gamma_{\ell, m} X_{\ell, m}(\theta, \phi) \right\}, \\ B_\phi(\theta, \phi) = -\Re \left\{ \sum_{\ell, m} \beta_{\ell, m} X_{\ell, m}(\theta, \phi) - \gamma_{\ell, m} Z_{\ell, m}(\theta, \phi) \right\}, \end{cases} \quad (2.10)$$

où

$$\begin{cases} X_{\ell, m}(\theta, \phi) = \frac{c_{\ell, m}}{\ell + 1} \frac{P_{\ell, m}(\theta)}{\sin \theta} e^{im\phi}, \\ Y_{\ell, m}(\theta, \phi) = c_{\ell, m} P_{\ell, m}(\theta) e^{im\phi}, \\ Z_{\ell, m}(\theta, \phi) = \frac{c_{\ell, m}}{\ell + 1} \frac{\partial P_{\ell, m}(\theta)}{\partial \theta} e^{im\phi}, \\ c_{\ell, m} = \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}}. \end{cases} \quad (2.11)$$

Dans ces relations, $Y_{\ell, m}(\theta, \phi)$ est l'harmonique sphérique de degré ℓ et d'ordre m , et $P_{\ell, m}(\theta)$ le polynôme de Legendre associé, ce sont des fonctions de la colatitute θ et de la longitude ϕ . Le code d'imagerie Zeeman-Doppler reconstruit alors les jeux de coefficients complexes $\alpha_{\ell, m}$, $\beta_{\ell, m}$ et $\gamma_{\ell, m}$ jusqu'à un ordre ℓ_{\max} fixé. Notons que par définition, les coefficients $\alpha_{\ell, m}$ décrivent la composante radiale du champ (qui est poloïdale), $\beta_{\ell, m}$ la composante poloïdale orthoradiale, et $\gamma_{\ell, m}$ la composante toroïdale (qui est orthoradiale).

Cette approche présente plusieurs avantages. Premièrement, le champ reconstruit est physiquement plus réaliste, étant la somme d'une composante poloïdale et d'une composante toroïdale. Elle est également plus efficace pour reconstruire des topologies multipolaires, comme l'a montré Donati (2001). Enfin, dans le cadre de l'étude de la dynamo stellaire, cette approche permet également d'accéder directement à la fraction de champ poloïdal ou au degré d'axisymétrie, quantités directement comparables avec les études théoriques et numériques.

5. sauf les coefficients de degré $\ell = 0$ (*i.e.* correspondant à des modes axisymétriques) qui sont réels par construction

2.4.3 Problème direct

Le problème direct consiste à calculer les paramètres de Stokes I , Q , U et V pour une topologie magnétique et un ensemble de paramètres stellaires donné. C'est-à-dire à intégrer les profils de Stokes locaux (qui dépendent du champ magnétique local) sur le disque stellaire visible à chaque phase d'observation, en tenant compte du décalage Doppler dû à la rotation et de l'assombrissement centre-bord (*limb darkening*).

La surface de l'étoile est donc discrétisée en une grille sur laquelle le champ magnétique est calculé (à partir des coefficients $\alpha_{\ell,m}$, $\beta_{\ell,m}$ et $\gamma_{\ell,m}$), et les paramètres de Stokes sont intégrés. L'échantillonnage de la grille doit être adapté à la résolution accessible à l'imagerie Doppler, en fonction du $v \sin i$ de l'étoile (cf. Eq. 2.9). On suppose de plus que les propriétés de l'étoile sont uniformes sur toute la photosphère excepté le champ magnétique que l'on cherche à cartographier. On se donne un modèle de raie pour les paramètres de Stokes locaux $\mathbf{I}_{loc} = (I_{loc}, Q_{loc}, U_{loc}, V_{loc})^t$ qui dépend de la brillance locale $Q(\theta, \phi)$, du vecteur champ magnétique local $\mathbf{B}(\theta, \phi)$ et d'un ensemble de paramètres \mathbf{a} , indépendants (en première approximation) de la position sur l'étoile. Il faut également choisir un modèle d'assombrissement $\Lambda_D(\gamma)$ où γ est l'angle de limbe entre le centre du disque visible et le point considéré. Ainsi, à une phase d'observation donnée, le vecteur de Stokes $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)^t$ normalisé par rapport au niveau du continu non polarisé est donné par :

$$\frac{\mathbf{I}(\lambda)}{I_c} = \frac{\iint_{\theta, \phi} \mathbf{I}_{loc}[\mathbf{a}, Q(\theta, \phi), \mathbf{B}(\theta, \phi), \lambda + \Delta\lambda_D(\lambda_0, v \sin i, \theta, \phi)] \Lambda_D(\gamma(\theta, \phi)) \cos \theta d\theta d\phi}{\iint_{\theta, \phi} I_{c,loc}(Q(\theta, \phi) \Lambda_D(\gamma(\theta, \phi)) \cos \theta d\theta d\phi}, \quad (2.12)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale de la raie considérée, $\Delta\lambda_D$ le décalage Doppler dû à la rotation stellaire au point considéré, $I_{c,loc}$ est le niveau de continu local. Dans la pratique, nous n'utilisons que les paramètres de Stokes I et V qui permettent de reconstruire les topologies magnétiques de manière fiable, comme l'ont montré [Donati & Brown \(1997\)](#) (cf. § 3.3).

Modèle de raie

Nous utilisons un modèle d'assombrissement centre-bord linéaire :

$$\Lambda_D(\gamma) = (1 - \epsilon) + \epsilon \cos \gamma, \quad (2.13)$$

avec un coefficient $\epsilon = 0.6964$ ([Claret 2004](#)). La forme de relation considérée (*e.g.*, quadratique plutôt que linéaire) affecte peu l'image produite. Pour le calcul des profils de raie locaux, nous utilisons un modèle basé sur la solution d'Unno-Rachkovsky ([Unno 1956](#); [Rachkovsky 1969](#)) des équations de transfert de rayonnement polarisé (plus de détails en annexe A). Nous ajoutons deux degrés de liberté à cette solution, les facteurs de remplissage f_I et f_V de sorte que :

$$\begin{cases} I_{loc} = f_I \times I_{UR}(\lambda_B) + (1 - f_I) \times I_q, \\ V_{loc} = f_V \times V_{UR}(\lambda_B), \\ \Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-12} g_{\text{eff}} \lambda_0^2 B / f_V, \end{cases} \quad (2.14)$$

où I_{UR} et V_{UR} sont les paramètres de Stokes de la solution d'Unno-Rachkovsky, I_q correspond à Stokes I calculé sans champ magnétique, et $\Delta\lambda_B$ la séparation Zeeman (cf. Eq. 2.5). Notre modèle suppose que chaque cellule de la grille est uniformément couverte par une fraction f_I de régions magnétiques (*e.g.*, [Saar 1988](#)) et une fraction f_V de régions magnétiques produisant un signal net en polarisation circulaire (et donc une fraction $f_I - f_V$ de régions magnétiques ne produisant, en moyenne, pas de signature en polarisation circulaire). Nous supposons de plus que l'intensité du champ magnétique dans la

partie magnétique de la cellule est B/f_V . L'imagerie Zeeman-Doppler n'est sensible qu'à la composante à grande échelle du champ magnétique, *i.e.* la composante variant sur des échelles spatiales grandes devant la taille des cellules de la grille. Cependant, un champ à grande échelle peut également avoir une structuration à petite échelle. Par exemple, les mouvements convectifs à la surface de l'étoile peuvent concentrer le champ magnétique dans l'espace intergranulaire tout en maintenant le flux magnétique constant à l'échelle d'une cellule. L'emploi de deux facteurs différents se justifie par le fait que les paramètres de Stokes I et V ne sont pas affectés de la même manière par le champ magnétique. En effet, alors que les signatures correspondant à un bipôle magnétique (*i.e.* deux zones de polarités opposées) non résolu spatialement s'annulent mutuellement en polarisation circulaire, elles s'ajoutent dans le spectre non polarisé (*cf.* § 2.2). Nous supposons en outre que ces facteurs sont constants sur toute la surface de l'étoile.

Le facteur f_V est généralement bien contraint, sauf dans le cas des rotateurs rapides ou des champs faibles, où il n'a que peu d'impact sur le spectre. Ce degré de liberté supplémentaire assure que l'amplitude des signatures Stokes V (déterminée par le flux magnétique B) ainsi que la séparation Zeeman entre les deux lobes de cette signature polarisée (contrainte par l'intensité locale du champ magnétique B/f_V) sont simultanément ajustées par notre modèle. Le facteur de remplissage f_I est quant à lui partiellement dégénéré avec d'autres paramètres caractérisant la largeur de la raie, et sa détermination est peu précise. Lorsque le champ magnétique est suffisamment fort pour avoir un impact significatif sur le profil Stokes I (*i.e.* lorsque l'élargissement Zeeman est comparable aux autres sources d'élargissement des raies spectrales, *cf.* § 2.2.1), une valeur de $f_I = 1.0$ résulte en une variabilité des profils en intensité plus importante que ce qui est observé.

J'ai implémenté ce modèle de raie dans un module du code d'imagerie Zeeman-Doppler. Il est désormais possible de choisir entre un modèle de raie gaussien et ce nouveau modèle plus élaboré. Bien que pendant ma thèse je n'ai utilisé que la polarisation circulaire, j'ai également codé le calcul des paramètres de Stokes Q et U , en supposant que le même facteur de remplissage f_V s'applique à Q , U et V . En plus du calcul des quatre paramètres de Stokes, ce module permet de calculer leur dérivées par rapport au module du champ magnétique et aux variables décrivant la géométrie du problème. Ces dérivées sont utilisées au cours du processus de reconstruction pour calculer la carte magnétique à l'itération suivante (*cf.* § 2.4.4, ci-dessous).

2.4.4 Problème inverse

Posons le problème de la reconstruction de topologie magnétique à partir d'une série temporelle de spectres LSD polarisés. Nous avons à notre disposition un jeu de données que l'on peut mettre sous la forme d'un vecteur \mathbf{D} de dimension n_D (n_D est de l'ordre de 500 – 1 000 en général), mesuré avec un bruit de mesure σ . Nous voulons reconstruire un ensemble de coefficients $\alpha_{\ell,m}$, $\beta_{\ell,m}$ et $\gamma_{\ell,m}$ décrivant le champ magnétique de l'étoile que l'on représente par un vecteur réel \mathbf{I} de dimension $n_I = 3[\ell(\ell+3) - 1]$. Notre modèle pour le problème direct (décrit dans la section précédente) correspond à une fonction de réponse \mathcal{R} qui permet de calculer la série de spectres \mathbf{F} correspondant à une carte magnétique \mathbf{I} donnée. Nous recherchons donc une image $\tilde{\mathbf{I}}$ telle que :

$$\mathbf{D} = \mathcal{R}(\tilde{\mathbf{I}}) + \sigma. \quad (2.15)$$

L'inversion directe de la fonction \mathcal{R} n'est cependant pas possible du fait des dégénérescences de modèles (dues à la projection le long des bandes d'iso-vitesse radiale, de la largeur intrinsèque des raies stellaires, du profil instrumental, ...), et du bruit de mesure.

La reconstruction d'image se fait donc de manière itérative : partant d'une configuration initiale \mathbf{I}_0 (champ magnétique nul) les spectres résultants $\mathbf{F} = \mathcal{R}(\mathbf{I})$ sont comparés aux données \mathbf{D} , et \mathbf{I} est modifié en retour en fonction des différences constatées et de

$\frac{d\mathcal{R}}{d\mathbf{I}}$. Le but étant de minimiser l'écart quadratique moyen rapporté au bruit de mesure quantifié par :

$$\chi^2(\mathbf{I}) = \sum_{k=1}^{n_D} \left(\frac{F_k - D_k}{\sigma_k} \right)^2. \quad (2.16)$$

Plusieurs configurations magnétiques peuvent être solution pour un niveau de χ^2 donné, et ce pour plusieurs raisons. Premièrement, le problème peut être intrinsèquement mal posé, c'est-à-dire que plusieurs configurations aboutissent au même spectre (notamment pour le champ magnétique). Ensuite viennent les problèmes liés à la qualité des données : l'échantillonnage en phase est insuffisant, ou bien le rapport signal à bruit est trop faible. Une solution consiste à ajouter une contrainte supplémentaire, sous la forme d'une fonction de régularisation ou entropie, noté \mathcal{S} . Le formalisme des multiplicateurs de Lagrange assure alors l'existence d'un multiplicateur λ pour lequel l'image $\tilde{\mathbf{I}}$ solution maximise la fonctionnelle définie par :

$$\mathcal{Q}(\mathbf{I}) = \mathcal{S}(\mathbf{I}) - \lambda \chi^2(\mathbf{I}). \quad (2.17)$$

Cette solution de maximum d'entropie minimise le contenu informationnel de l'image au sens de l'entropie \mathcal{S} : toutes les structures visibles sur la carte Doppler sont effectivement requises pour reproduire les spectres observés au niveau de χ^2 prescrit. Si le niveau de bruit est plus élevé que le signal dans les données, le code reconstruit une image de maximum d'entropie, *i.e.* sans champ magnétique. Dans le cas général où le signal polarisé est plus élevé que le niveau de bruit, le code converge vers la solution qui maximise l'entropie parmi toutes celles qui permettent d'ajuster les données avec $\chi^2 = \chi^2_{aim}$. Nous utilisons une entropie quadratique de la forme :

$$S = - \sum_{\ell, m} \ell (\alpha_{\ell, m}^2 + \beta_{\ell, m}^2 + \gamma_{\ell, m}^2), \quad (2.18)$$

qui permet de reconstruire des valeurs négatives, contrairement à l'entropie de Shannon utilisée en imagerie Doppler non magnétique. Cette fonctionnelle correspond à la somme des énergies magnétiques des modes reconstruits pondérées par le degré ℓ de chaque mode. L'utilisation d'une entropie basée sur l'énergie magnétique assure que l'on ne reconstruit pas de structures de champ intense dont les signatures polarisées s'annulent mutuellement. Cette entropie permet notamment de reconstruire efficacement des topologies magnétiques globales (multipôles de bas degré), des structures magnétiques à petites échelle n'étant reconstruites que si elles permettent effectivement de mieux reproduire les données.

La reconstruction Zeeman-Doppler de carte de champ magnétique est donc un problème d'optimisation sous contrainte qui revient à trouver l'image $\tilde{\mathbf{I}}$ qui minimise la fonctionnelle \mathcal{Q} définie par l'équation 2.17. Le problème est traité en linéarisant l'équation 2.15 autour de l'image courante, *i.e.* :

$$D_k = \sum_i R_{ki} I_i + \sigma_k. \quad (2.19)$$

Notre code d'imagerie tomographique est basé sur l'algorithme de reconstruction d'image de maximum d'entropie décrit par [Skilling & Bryan \(1984\)](#). Il se base sur la méthode des gradients conjugués (*e.g.*, [Press et al. 1992](#)) en y apportant plusieurs améliorations importantes. Son efficacité repose sur les points suivants :

1. Pas d'opération matricielle coûteuse en temps de calcul, seules des opérations sur les vecteurs et les transformations image-spectre qui utilisent les matrices \mathbf{R} et \mathbf{R}^t sont employées.
2. Utilisation d'un sous-espace de recherche, adapté à la topologie du problème (*i.e.* basé sur ∇S et $\nabla \chi^2$).

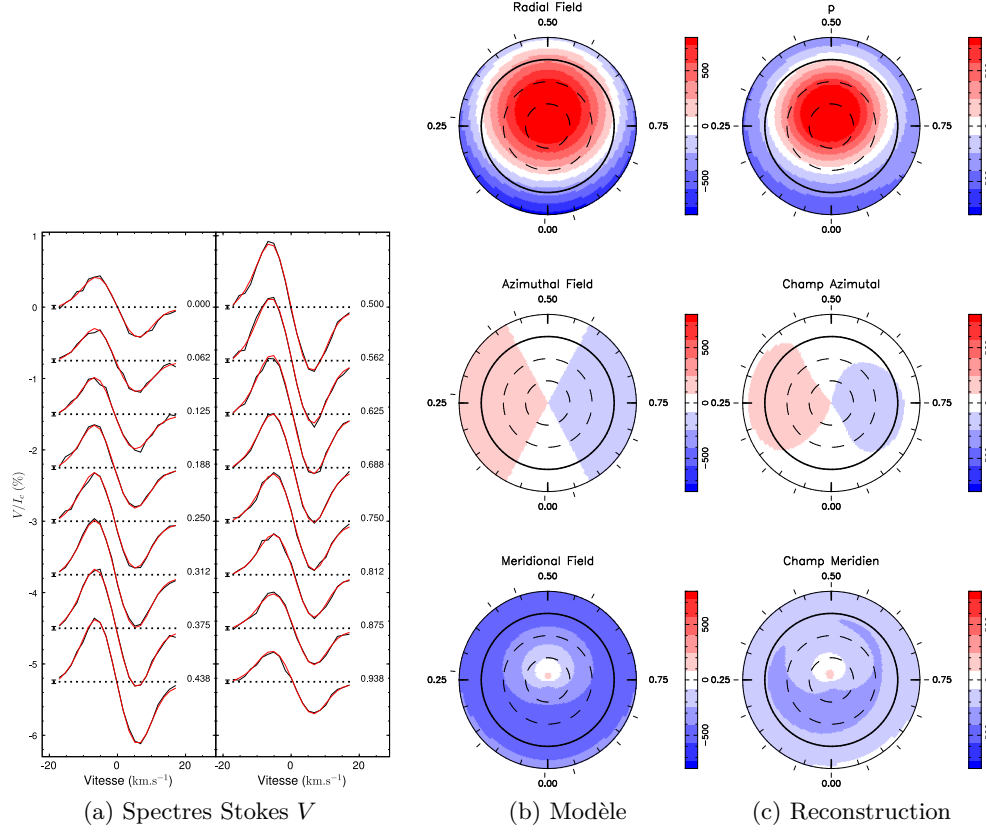


FIGURE 2.9 – Reconstruction d’une topologie simple. (b) Modèle de topologie magnétique à grande échelle représentée en projection polaire aplatie. Le pôle est au centre de l’image et les cercles concentriques représentent (de l’intérieur vers l’extérieur) les latitudes de 60° , 30° , 0° et -30° . Les tirets radiaux indiquent les 16 phases d’observations. Les paramètres stellaires sont $i = 45^\circ$, $v \sin i = 3 \text{ km.s}^{-1}$. Les paramètres de raie correspondent au profil LSD d’une étoile de type spectral M4. La topologie magnétique est un dipôle incliné de 20° par rapport à l’axe de rotation, le champ au pôle vaut 1 kG. (a) Série de spectres polarisés, en noir les spectres calculés à partir du modèle de champ magnétique et bruités avec un rapport signal à bruit égal à 4000. Le trait rouge représente l’ajustement par le code ZDI avec $\chi_r^2 = 1.0$, et $\ell_{\max} = 2$. À gauche de chaque spectre est représentée une barre d’erreur $\pm 1\sigma$, et à droite la phase rotationnelle est mentionnée. (c) Topologie reconstruite par imagerie Zeeman-Doppler.

3. Calcul de tous les paramètres utiles à chaque itération (notamment les dérivées, ce point est d’autant plus important que leur ordre est élevé.
4. Utilisation d’une métrique basée sur l’entropie de l’image qui permet de reconstruire des images de dynamique importante.
5. Le test de convergence se fait directement sur la fonction C en estimant le degré de non parallélisme entre ∇S et $\nabla \chi^2$ (ces deux vecteurs sont parallèles pour une image de maximum d’entropie), l’algorithme s’arrête lorsque :

$$\left\| \frac{\nabla S}{\|\nabla S\|} - \frac{\nabla \chi^2}{\|\nabla \chi^2\|} \right\| < \varepsilon, \quad (2.20)$$

où $\varepsilon \ll 1$.

	B_V (kG)	pol. (%)	dip. (%)	quad. (%)	oct. (%)	axisym. (%)
Topologie simple (Fig. 2.9)						
modèle	0.65	100	100	0	–	89
$v \sin i = 3 \text{ km.s}^{-1}$	0.47	100	88	12	–	88
Topologie complexe (Fig. 2.10)						
modèle	0.27	32	6	2	10	78/36
$v \sin i = 3 \text{ km.s}^{-1}$	0.22	11	3	2	4	91/24
$v \sin i = 10 \text{ km.s}^{-1}$	0.25	21	5	4	6	85/40

TABLE 2.1 – Performance de la reconstruction de topologies magnétiques avec ZDI. Les colonnes 1–5 mentionnent respectivement le flux magnétique, la fraction d’énergie magnétique poléoïdale, et la part des composantes dipôle, quadrupôle et octupôle (*i.e.* les modes poléoïdaux de degré $\ell = 1, 2$, et 3 respectivement) dans l’énergie magnétique. La fraction d’énergie contenue dans les modes axisymétriques est indiquée dans la colonne 6. Elle correspond à l’ensemble des modes tels que $m < \frac{\ell}{2}$. Pour la topologie complexe, le rapport de l’énergie poléoïdale axisymétrique sur l’énergie poléoïdale totale est également mentionné.

2.4.5 Performances de la méthode

La reconstruction efficace de topologies magnétique par imagerie Zeeman-Doppler est conditionnée par certains paramètres stellaires et par les propriétés du jeu de données utilisé. L’imagerie tomographique s’appuyant sur l’évolution du profil de raie au cours du temps, le profil instrumental doit être moins large que le profil de raie local. Pour $W = 9 \text{ km.s}^{-1}$, la résolution spectrale requise est donc $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} > 60\,000$. De plus, les signatures polarisées circulairement ont une amplitude de l’ordre de 1% du continu non polarisé pour une étoile très active en rotation lente (*i.e.* le cas le plus favorable, *cf.* § 3.5). Ainsi, le rapport signal à bruit (mesuré par rapport au niveau du continu non polarisé) des profils LSD utilisés pour l’imagerie doit être supérieur à 1 000 pour avoir un signal à bruit effectif meilleur que 10.

Afin de reconstruire correctement une topologie magnétique stellaire, il est important que le jeu de données fournisse un échantillonnage dense et régulier de la rotation stellaire. À partir de six spectres fournissant un échantillonnage régulier, il est possible de retrouver les principales propriétés du champ magnétique stellaire. Ainsi, pour les étoiles dont la période de rotation est égale à un petit nombre entier de jours, il est difficile de reconstruire la topologie magnétique de manière fiable. Par ailleurs, afin d’obtenir des données exploitables, il est nécessaire de limiter la durée de l’acquisition d’un spectre individuel à moins 5–10% de la période de rotation, afin d’éviter de perdre de l’information du fait de la superposition de signatures correspondant à des longitudes différentes à la surface de l’étoile (*phase smearing*). Ceci peut être problématique pour les étoiles M tardives dont la magnitude est élevée et la période de rotation égale à une fraction de jour (*cf.* § 3.5). Enfin, dans la mesure où les spectres synthétiques sont calculés à partir d’une unique carte de champ magnétique (sauf dans le cas exposé en 2.4.6), celui-ci ne doit pas évoluer de manière détectable pendant l’acquisition de la série de spectres. Ceci limite la durée d’acquisition en fonction des objets observés (de l’ordre de quelques semaines pour les étoiles actives de type solaire (*e.g.*, Donati *et al.* 2003a)).

Comme expliqué en § 2.4.1, contrairement à l’imagerie Doppler classique, l’imagerie magnétique peut se satisfaire d’un $v \sin i$ faible. Donati *et al.* (2006b) et Morin *et al.* (2008b) démontrent que même pour des $v \sin i < 5 \text{ km.s}^{-1}$ il est possible d’avoir accès aux modes de degré $\ell < 4 - 8$, selon la qualité du jeu de données (le rapport signal à

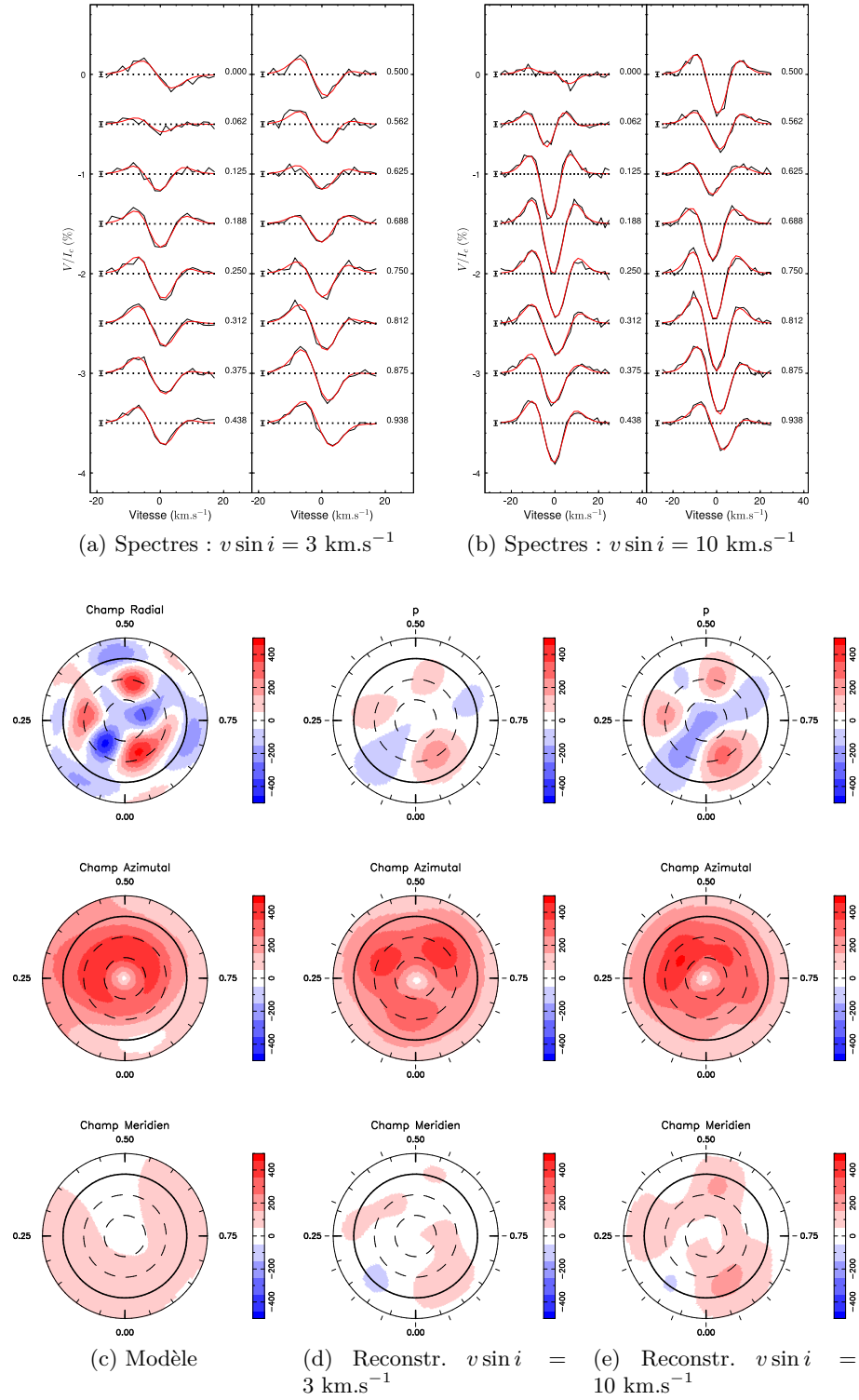


FIGURE 2.10 – Reconstructions d’une topologie complexe. (c) Modèle de topologie magnétique comprenant notamment une forte composante toroïdale axisymétrique et un champ radial complexe (jusqu’à $\ell = 6$, plus de détails dans la table 2.1) en projection polaire aplatie. L’inclinaison de l’axe de rotation par rapport à la ligne de visée est égale à 45° . (a) et (b) Spectres polarisés circulairement pour $v \sin i = 3$ km.s⁻¹ et 10 km.s⁻¹ respectivement, le rapport signal à bruit est de 4000 (*cf.* Fig. 2.9 pour plus de détails). (d) et (e) Reconstructions correspondant aux spectres (a) et (b) avec $\ell_{\max} = 6$.

bruit notamment). Pour des $v \sin i$ plus élevés, lorsque la rotation est le principal facteur d'élargissement des raies spectrales, l'équation 2.9 est valide et en termes d'harmoniques sphériques elle se traduit par :

$$\ell_{max} = \frac{2\pi v \sin i}{W}. \quad (2.21)$$

Notons cependant que la coupure n'est pas abrupte, le code d'imagerie reconstruit d'autant moins bien les modes que leur degré ℓ est élevé. La figure 2.9 présente la reconstruction d'une topologie simple (dipôle incliné) pour $v \sin i = 3 \text{ km.s}^{-1}$. On constate que l'aspect global de la topologie reconstruite correspond bien au modèle, à part une perte de flux magnétique, notamment pour la composante méridienne. En revanche les principales propriétés de la topologie sont bien retrouvées : le champ est purement poloidal, l'inclinaison du dipôle et donc la fraction d'énergie dans les modes axisymétriques sont correctement restitués (*cf.* Tab. 2.1). Dans le cas d'une topologie plus complexe (*cf.* Fig. 2.10), une partie de l'information est perdue pour $v \sin i = 3 \text{ km.s}^{-1}$ (notamment sur la composante poloidale qui est fortement non axisymétrique), tandis qu'à $v \sin i = 10 \text{ km.s}^{-1}$ les principales propriétés sont correctement reconstruites.

Notons qu'une vitesse de rotation équatoriale projetée très élevée n'est pas sans inconvénients. En effet, l'effet de la rotation peut être vue en première approximation comme la convolution du profil de raie local par un profil de rotation dont la largeur est une fonction croissante de $v \sin i$. Ainsi, l'élargissement rotationnel conserve la largeur équivalente au premier ordre, et un $v \sin i$ élevé diminue l'amplitude des signatures observées, ce qui a pour effet de réduire le rapport signal à bruit effectif, dès lors que les principales échelles du champ magnétique sont résolues. Enfin l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile joue bien évidemment un rôle dans la modulation rotationnelle des spectres polarisés. Le code d'imagerie tomographique donne de bons résultats entre 20 et 80°. De plus amples informations sur les performances des procédés d'imagerie Doppler et Zeeman-Doppler sont disponibles dans [Vogt et al. \(1987\)](#) et [Donati & Brown \(1997\)](#) notamment.

2.4.6 Contraintes sur les paramètres stellaires

Les paramètres stellaires que sont la période de rotation, l'inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée (i), et la vitesse de rotation équatoriale projetée sur la ligne de visée ($v \sin i$) sont requis comme paramètres d'entrée par les méthodes d'imagerie tomographique. Il est en retour possible d'obtenir une contrainte sur ces paramètres grâce à l'imagerie. Notamment à partir d'un jeu de données dense s'étendant sur un grand nombre de rotations, la période de rotation stellaire peut être déterminée très précisément. Dans ce but, on utilise une version modifiée du code d'imagerie : pour un ensemble de périodes tests les données sont ajustées jusqu'à obtenir un contenu informationnel (*i.e.* une valeur de champ magnétique pour ZDI) fixé.⁶ Le χ^2 minimum correspond alors à la période la plus probable (*e.g.*, [Petit et al. 2008](#)).

Moyennant quelques améliorations au niveau du calcul des spectres (problème direct, § 2.4.3), la procédure d'imagerie tomographique permet également de mesurer la rotation différentielle de surface, à partir de la déformation résultante sur les quantités reconstruites (*i.e.* le champ magnétique dans le cas de ZDI) ([Petit et al. 2002](#); [Donati et al. 2003b](#)). Nous supposons que le taux de rotation au niveau de la photosphère est reliée à la latitude θ par une fonction du type :

$$\Omega(\theta) = \Omega_{eq} - d\Omega \sin^2 \theta, \quad (2.22)$$

6. À l'opposé du cas standard où l'on fixe la valeur de χ^2 à atteindre et l'on obtient une valeur de champ magnétique comme résultat

où Ω_{eq} est le taux de rotation équatorial et $d\Omega$ est la différence entre les taux de rotation équatorial et polaire. Ce modèle permet de reproduire la rotation différentielle solaire en première approximation. Le champ magnétique reconstruit correspond alors à une date de référence donnée (généralement la date moyenne des observations). Pour calculer les spectres synthétiques correspondant à chaque date d'observation, ce champ magnétique de référence est d'abord projeté sur la grille de calcul représentant l'étoile à partir des coefficients $\alpha_{\ell,m}$, $\beta_{\ell,m}$ et $\gamma_{\ell,m}$. Puis les anneaux d'égale latitude de la grille sont décalés les uns par rapport aux autres en fonction de l'écart à la date de référence d'après l'équation 2.22. Les spectres sont ainsi calculés par rapport à une configuration magnétique effectivement déformée par le cisaillement.

La procédure d'imagerie à champ fixé est alors appliquée à un ensemble de couples $(\Omega_{\text{eq}}, d\Omega)$, le χ^2 minimum correspond au couple de paramètre le plus probable. De plus, sous l'hypothèse que les bruits de mesure sont gaussiens, il est possible de calculer les barres d'erreur sur ces deux paramètres (Press *et al.* 1992). La surface $\chi^2(\Omega_{\text{eq}}, d\Omega)$ est approximée localement (autour du minimum trouvé) par un paraboloïde d'équation

$$a \Omega_{\text{eq}}^2 + b d\Omega^2 + c \Omega_{\text{eq}} d\Omega + d \Omega_{\text{eq}} + e d\Omega + f. \quad (2.23)$$

Cette méthode s'avère particulièrement performante à condition que la rotation différentielle soit bien la cause prépondérante de variabilité du champ magnétique. La qualité du jeu de données est essentielle (rapport signal à bruit, couverture en phase), car cette méthode s'appuie sur l'existence de variations cohérentes dans les données d'une rotation à la suivante. Enfin, elle est difficilement applicable dans le cas d'une topologie concentrée à une latitude précise (tache polaire de faible extension spatiale par exemple), puisque dans ce cas l'évolution du champ magnétique due à la rotation différentielle est faible.

Étude spectropolarimétrique d'un échantillon

Sommaire

3.1	Objectifs de l'étude	50
3.2	Sélection de l'échantillon et paramètres stellaires	50
3.3	Observations spectropolarimétriques	53
3.4	Étude de l'étoile active V374 Peg	55
3.4.1	Topologie magnétique à grande échelle	57
3.4.2	Rotation différentielle et stabilité du champ magnétique	57
3.4.3	Taches photosphériques	61
3.4.4	Activité chromosphérique et coronale	62
3.5	Résultats de l'étude spectropolarimétrique d'un échantillon de naines M	63
3.5.1	Étoiles de masse $M_{\star} > 0.5 M_{\odot}$	65
3.5.2	Étoiles de masse $0.2 < M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$	66
3.5.3	Étoiles de masse $M_{\star} < 0.2 M_{\odot}$	68
3.6	Flux magnétiques et échelles caractéristiques du champ	70
3.7	Synthèse des observations	72

Les étoiles entièrement convectives représentent à la fois un défi à notre compréhension de la dynamo stellaire, et un laboratoire pour étudier ces mécanismes dans des objets très différents du Soleil. La partie observationnelle de mon travail de thèse a pour but de fournir aux travaux de modélisation de la dynamo stellaire de nouvelles contraintes sur le champ magnétique de ces étoiles entièrement convectives. Les études de l'activité et de la rotation de surface indiquent un changement de comportement aux abords de la masse théorique en-dessous de laquelle les étoiles deviennent entièrement convectives, mais le champ magnétique de ces étoiles est mal connu. La présente étude vise donc à mettre en évidence l'impact de l'évolution de la structure interne, et de la disparition de la tachocline, sur le champ magnétique généré. L'étude d'un petit échantillon d'étoiles M actives situées de part et d'autre de la limite complètement convective permet d'atteindre ce but. Ce chapitre présente d'abord les objectifs, puis toutes les étapes de cette étude : la sélection des étoiles cibles, la détermination des paramètres stellaires, la collecte des observations, et les résultats de l'analyse des données à l'aide de l'imagerie Zeeman-Doppler. Enfin, ces résultats sont confrontés aux autres mesures existantes sur les étoiles naines de type spectral M, notamment les mesures d'activité ainsi que celles de champ magnétique s'appuyant sur des méthodes différentes de celles employées ici.

3.1 Objectifs de l'étude

En parvenant à générer un champ magnétique fort capable de soutenir des phénomènes actifs (§ 1.4.1 et 1.4.2), alors qu'elles sont dépourvues de tachocline, les étoiles entièrement convectives de la séquence principale remettent en cause notre compréhension de la génération du champ magnétique des étoiles froides par effet dynamo (*cf.* § 1.4.3).

Elles représentent également une opportunité de mieux comprendre ces phénomènes en explorant la réponse de la dynamo (*i.e.* le champ magnétique résultant) à des conditions différentes de celles qui règnent dans les étoiles de type solaire. En effet, on peut imaginer mieux comprendre les rôles respectifs de la zone convective et de la tachocline dans la génération du champ magnétique solaire en étudiant d'une part les étoiles de très faibles masses (type spectral M) dépourvues d'une zone de stratification stable, et d'autre part les étoiles plus massives que le Soleil (type spectral F) possédant une zone convective externe de faible extension radiale. Les étoiles M les plus massives, possédant une zone radiative interne et une tachocline, présentent quant à elles l'opportunité d'observer une dynamo de type *a priori* plus proche de celle qui agit dans le Soleil (car agissant dans des étoiles possédant une tachocline) dans un régime de paramètres où la dynamo est très active — du fait de temps de retournement convectifs plus longs et de périodes de rotation plus courtes que dans le Soleil, le nombre de Rossby dans ces objets est nettement plus bas que dans le Soleil. Dans le cas des étoiles M tardives s'ajoute la question de l'influence de la neutralité de l'atmosphère externe et de la présence de poussières sur la génération du champ magnétique ainsi que sur les propriétés de sa composante observable au niveau de la photosphère (*e.g.*, Mohanty *et al.* 2002).

Les mesures d'indicateurs d'activité (§ 1.4.1), ainsi que les mesures directes de champ magnétique basées sur des spectres en lumière non polarisée (§ 1.4.2) fournissent une information précieuse quant à la capacité des étoiles entièrement convectives à générer un champ magnétique, ainsi que sur l'influence de la rotation sur leur dynamo. Cependant, pour aller plus loin et guider les études théoriques vers des modélisations plus réalistes, il est important d'analyser la topologie du champ magnétique de ces étoiles. Ce type d'étude peut être réalisé en analysant des séries temporelles de spectres en lumière polarisée à l'aide d'un code d'imagerie tomographique. Les premières observations d'une étoile complètement convective utilisant cette approche ont révélé un champ magnétique très fort quasi-dipolaire (V374 Peg, Donati *et al.* 2006a, voir § 3.4). Ces résultats ne corroborent aucune des prédictions théoriques (aux propriétés variées) alors publiées (*cf.* § 1.4.3).

Le but de la présente étude est donc d'étendre cette première observation à un échantillon plus large d'étoiles M, et de fournir des contraintes observationnelles fortes sur la manière dont la passage à une structure entièrement convective affecte le champ magnétique observable au niveau photosphérique. L'impact de la rotation, autre paramètre majeur influençant la dynamo est également étudié. Une première exploration spectropolarimétrique d'un échantillon d'étoiles M actives a ainsi été réalisée à l'aide d'instruments de dernière génération à haute efficacité : ESPaDOnS et NARVAL (*cf.* § 2.3.2). Les spectres ainsi obtenus sont traités à l'aide d'une procédure d'extraction multi-raie de l'information polarimétrique (§ 2.3.4) qui rend possible l'analyse de ces étoiles de faible luminosité. L'emploi de l'imagerie Zeeman-Doppler sur les profils synthétiques résultants permet d'obtenir l'information recherchée sur la topologie à grande échelle de l'échantillon d'étoiles étudié.

3.2 Sélection de l'échantillon et paramètres stellaires

Le principe de l'étude étant de produire des cartes de champ magnétique des étoiles observées, il est nécessaire que les signatures polarisées, ainsi que leur évolution, soient détectables. Ainsi, seuls les objets montrant des niveaux d'activité relativement élevés ont

été retenus. La sélection a été effectuée à partir des études de relation rotation–activité antérieures, notamment [Delfosse et al. \(1998\)](#).

La masse théorique du passage à une structure interne entièrement convective est d'environ $0.35 M_{\odot}$, ce qui correspond approximativement au type spectral M3. C'est également vers ce type que l'on observe un changement important à la fois dans la fraction d'étoiles actives et de rotateurs rapides (*cf.* [1.3.1](#)). L'échantillon comporte un total de 23 étoiles, dont les types spectraux s'échelonnent de M0 à M8 (voir table [B.1](#) en annexe). Plusieurs sont répertoriées comme éruptives (*flare stars*), comme AD Leo ou EV Lac. Les masses des étoiles observées sont déterminées grâce à la relation masse–luminosité établie par [Delfosse et al. \(2000\)](#). La calibration a été réalisée sur la base d'observations d'étoiles binaires dont la masse peut être déterminée avec une grande précision. La relation utilisée :

$$\log \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) = 10^{-3} [1.6 + 6.01 M_J + 14.888 M_J^2 - 5.3557 M_J^3 + 0.28518 \cdot 10^{-4} M_J^4] \quad (3.1)$$

est valide dans le domaine $M_J \in [5.5, 11]$, où M_J est la magnitude absolue de l'étoile dans la bande photométrique nIR J . Comme prédit par les modèles d'évolution stellaire (*e.g.*, [Chabrier & Baraffe 2000](#)), la relation masse–luminosité présente une dispersion bien plus faible dans le domaine nIR que dans le visible (*cf.* figure [3.1](#)). En effet, d'une forte métallicité résulte une augmentation des opacités dans le domaine visible (du fait des bandes moléculaires de TiO et VO principalement). Cela entraîne d'une part une translation de la distribution spectrale d'énergie vers les grandes longueurs d'onde et d'autre part une diminution de la luminosité bolométrique. Ces deux effets se compensent dans les bandes photométriques nIR. Ainsi, des étoiles de même masse auront des magnitudes en bande nIR très proches, indépendamment de leur métallicité. Ceci permet une détermination de masse à partir de deux observables uniquement (magnitude apparente et parallaxe), avec une précision de l'ordre de quelques pourcents.

Les périodes de rotation s'échelonnent quant à elles de 0.33 à 18.6 jours. Pour 8 étoiles de l'échantillon, des déterminations antérieures existaient, déduites d'observations photométriques s'appuyant sur les variations de luminosité dues aux taches photosphériques (*cf.* Tab. [3.1](#), colonne 6). Mais les périodes n'étaient pas connues à l'avance pour les autres cibles, notamment les moins massives de l'échantillon. Dans ce cas, l'imagerie Zeeman-Doppler permet d'obtenir une contrainte sur la période (§ [2.4.6](#)), d'autant meilleure que la série de spectres échantillonne densément la rotation et qu'elle s'étend sur un nombre important de rotations. Cependant, la variabilité intrinsèque des champs magnétiques observés ainsi que l'échantillonnage temporel incomplet (quasi incontournable pour des périodes proches du jour), sources d'artefacts, peuvent limiter les possibilités de cette méthode.

Dans le cadre de l'étude des processus dynamos, le nombre de Rossby est généralement utilisé comme mesure de l'influence de la rotation sur la génération de champ magnétique (*cf.* § [1.3.1](#)). Les nombres de Rossby mentionnés dans l'étude présentée ici sont calculés d'après les temps de retournement convectifs empiriques déterminés par [Kiraga & Stepien \(2007\)](#) à partir de mesures d'activité dans le domaine des rayons X. Bien que simpliste — le nombre de Rossby est une propriété locale, il serait plus correct de définir un profil radial de Rossby — cette approche permet d'attribuer à chaque étoile une valeur dépendant de sa masse et de sa période de rotation, permettant de quantifier l'efficacité (supposée) de la dynamo.

La structure interne stellaire évolue considérablement lors de la phase pré-séquence principale, ce qui a très certainement un impact sur les processus dynamos (*e.g.*, [Donati et al. 2007, 2008b](#)). Nous nous focalisons ici sur l'étude des étoiles de séquence principale, et négligeons donc les étoiles T Tauri, post-T Tauri ainsi que les amas stellaires galactiques, au profit des étoiles du champ qui ont déjà entamé leur phase séquence principale. Toute-

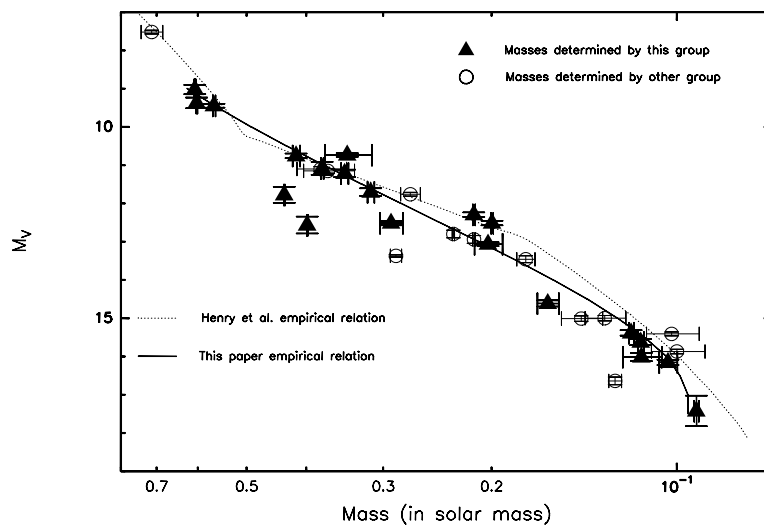
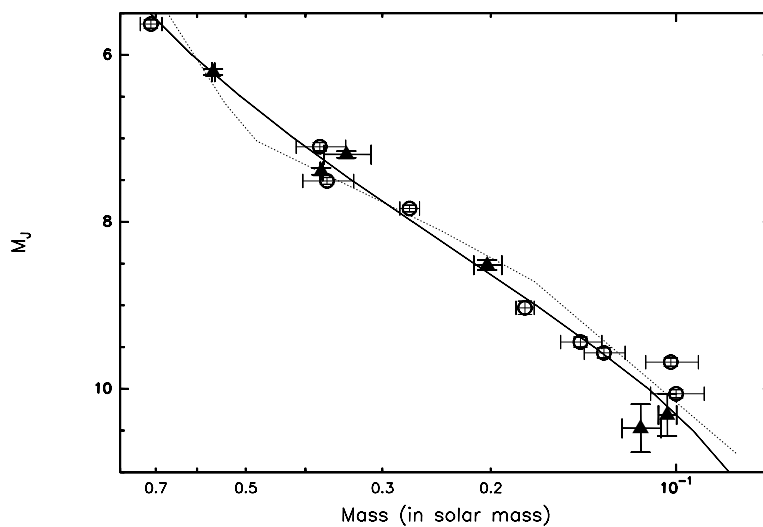
(a) Relation masse-luminosité en bande V (b) Relation masse-luminosité en bande J

FIGURE 3.1 – Comparaison des relations masse-luminosité dans le visible et le nIR. La relation en bande V présente une dispersion importante, notamment due à la métallicité. En bande J , la dispersion est nettement plus faible, ce qui permet d'obtenir des estimations de masse plus précises. Figures extraites de [Delfosse *et al.* \(2000\)](#)

Name	M_* (M_\odot)	$v \sin i$ (km.s^{-1})	B_I (kG)	P_{ZDI} (d)	P_{phot} (d)	τ_c (d)	Ro (10^{-2})	$R \sin i$ (R_\odot)	R_* (R_\odot)	i ($^\circ$)
GJ 182	0.75	10	2.5 ^c	4.35	4.41 ^d	25	17.4	0.86	0.82	60
DT Vir	0.59	11	3.0 ^c	2.85	2.89 ^d	31	9.2	0.62	0.53	60
DS Leo	0.58	2	–	14.0	13.99 ^e /15.71 ^e	32	43.8	0.55	0.52	60
GJ 49	0.57	1	–	18.6	–	33	56.4	0.37	0.51	45
OT Ser	0.55	6	–	3.40	3.38 ^f	35	9.7	0.40	0.49	45
CE Boo	0.48	1	1.8 ^c	14.7	13.68 ^d	42	35.0	0.29	0.43	45
AD Leo	0.42	3.0	2.9 ^a	2.22	2.7 ^g	48	4.7	0.13	0.38	20
EQ Peg A	0.39	17.5	–	1.06	–	54	2.0	0.37	0.35	60
EV Lac	0.32	4.0	3.9 ^a	4.38	4.38 ^h	64	6.8	0.35	0.30	60
YZ CMi	0.31	5.0	>3.9 ^a	2.77	2.77 ⁱ	66	4.2	0.27	0.29	60
V374 Peg	0.28	36.5	–	0.45	–	72	0.6	0.32	0.28	70
EQ Peg B	0.25	28.5	–	0.405	–	76	0.5	0.23	0.25	60
GJ 51	0.20	12	–	1.02	1.06 ^j	84	1.2	0.24	0.21	60
GJ 1154 A	0.18	6	2.1 ^b	≤ 1.7	–	88	≤ 1.9	–	0.20	–
GJ 1224	0.15	2	2.7 ^a	≤ 4.3	–	93	≤ 4.6	–	0.17	–
GJ 1156	0.14	17	2.1 ^b	0.328	0.33 ^j	94	0.3	0.11	0.16	40
GJ 1245 B	0.12	7	1.7 ^a	0.71	0.71 ^k	97	0.7	0.10	0.14	40
CN Leo	0.10	3	2.4 ^a	≤ 2.0	–	99	≤ 2.0	–	0.12	–
WX UMa	0.10	5	> 3.9 ^b	0.78	–	100	0.8	0.07	0.12	40
DX Cnc	0.10	13	1.7 ^a	0.46	–	100	0.5	0.07	0.11	60
GJ 3622	0.09	3	–	1.5	–	101	1.5	0.09	0.11	60
VB 8	0.09	5	2.3 ^a	≤ 1.0	–	101	≤ 1.0	–	0.10	–
VB 10	0.08	6	1.3 ^a	≤ 0.8	0.69 ^j	102	≤ 0.8	–	0.09	–

^a Reiners & Basri (2007)^b Reiners *et al.* (2009)^c Reiners & Basri (2009)^d Kiraga & Stepien (2007)^e Fekel & Henry (2000)^f Norton *et al.* (2007)^g Spiesman & Hawley (1986)^h Pettersen (1980)ⁱ Pettersen *et al.* (1983)^j résultat préliminaire de MEarth (Irwin *et al.* 2009), J. Irwin, communication personnelle^k résultat préliminaire de HATNet (Bakos *et al.* 2004), J. Hartman, communication personnelle

TABLE 3.1 – Paramètres stellaires de l'échantillon étudié. Le $v \sin i$, la période de rotation P_{ZDI} , et l'inclinaison de l'axe de rotation sont contraints par l'imagerie Zeeman-Doppler. Pour les autres paramètres voir la section 3.2. Les séparations horizontales délimitent les trois groupes d'étoiles définis en section 3.5.

fois, tous les objets étudiés sont classés comme appartenant à des populations dynamiques jeunes qui n'ont pas eu le temps d'évacuer leur moment cinétique et sont donc actifs.

Dans la présente étude de l'impact de la structure interne et de la rotation sur la dynamo, les étoiles binaires serrées ont été écartées. Ces étoiles posent, en effet, des difficultés de modélisation pour la procédure d'imagerie (du fait de l'impossibilité d'obtenir les spectres des composantes individuelles). La dernière contrainte, purement observationnelle, porte sur la déclinaison des étoiles cibles. Les télescopes utilisés pour cette étude (*cf.* § 2.3.2) étant situés dans l'hémisphère Nord (latitude de $19^\circ 49'$ pour le CFHT, et $42^\circ 56'$ pour le TBL), les déclinaisons inférieures à -40° environ ne sont pas accessibles.

3.3 Observations spectropolarimétriques

Les observations spectropolarimétriques d'étoiles naines M ont été menées entre août 2005 et juillet 2009 à l'aide des instruments ESPaDOnS et NARVAL (*cf.* § 2.3.2), ce dernier n'étant entré en service que fin 2006. Nous avons obtenu un total de 512 spectres polarisés. Les observations ont été en partie réalisées en mode service par le personnel du TBL et du CFHT, et en partie par notre groupe, j'ai pour ma part assuré près de

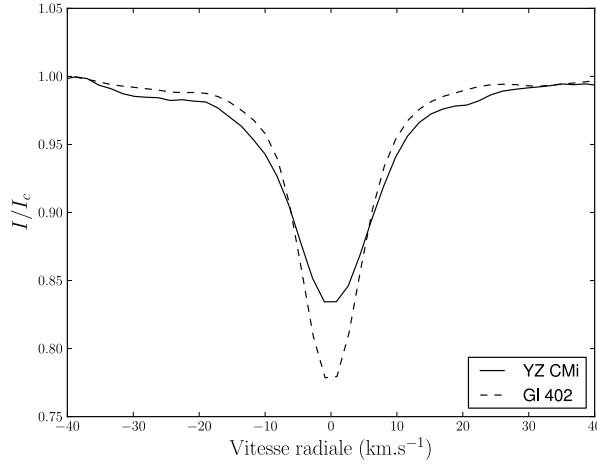


FIGURE 3.2 – Élargissement Zeeman du profil LSD Stokes I de l'étoile active YZ CMi (M4.5, $v \sin i = 5 \text{ km.s}^{-1}$). Le profil LSD de l'étoile du rotateur lent (l'élargissement rotationnel n'est pas détectable) inactif GJ 402 (M4) a été élargi par un profil rotationnel correspondant à $v \sin i = 5 \text{ km.s}^{-1}$ pour être directement comparable. Les ailes larges du spectre LSD de YZ CMi sont caractéristiques de l'élargissement dû au champ magnétique, mesuré ici à plus de 3.9 kGpar [Reiners & Basri \(2007\)](#).

10 semaines d'observation dans ces observatoires. Le journal des observations résumé est disponible en annexe (table B.2). La plupart des étoiles ont été observées à plusieurs reprises (à environ un an d'intervalle en général) afin d'étudier la variabilité temporelle de leur champ magnétique. Cela a également permis de préciser les périodes de rotation, voire de mesurer la rotation différentielle dans certains cas.

Pour cette étude exploratoire, seule la polarisation circulaire (Stokes V) est mesurée (en plus du spectre en intensité Stokes I). Les expériences numériques de [Brown *et al.* \(1991\)](#) et [Donati & Brown \(1997\)](#) ont démontré que la première implémentation du code d'imagerie Zeeman-Doppler (qui reconstruisait directement la valeur du champ magnétique en chaque point de l'étoile de manière indépendante) permettait d'imager efficacement des cartes comportant des taches de champ intense à partir de l'information en polarisation circulaire uniquement. En revanche, cette approche s'est avérée peu performante pour reconstruire des topologies magnétiques globales telles qu'un dipôle. Il apparaît également que certaines configurations magnétiques bien spécifiques ne peuvent être distinguées sur la seule base d'observations en polarisation circulaire (*e.g.*, [Piskunov & Kochukhov 2002](#)). L'implémentation utilisée pour la présente étude reconstruit les coefficients de la décomposition du champ magnétique sur une base issue des harmoniques sphériques (*cf.* § 2.4.2). Ainsi, il est possible de tronquer la reconstruction aux ordres de bas de degré que l'imagerie peut effectivement résoudre, et l'on introduit de plus une information *a priori* sur le champ magnétique qui doit être physique (car s'écrivant comme la somme d'une composante poloïdale et d'une toroïdale). Cette nouvelle approche permet ainsi de reconstruire efficacement des topologies magnétiques réalistes (*e.g.*, § 2.4.5), et a été appliquée avec succès à diverses catégories d'étoiles (*e.g.*, [Donati *et al.* 2006a,b, 2007](#)).

Par ailleurs, les temps de pose sont déjà élevés du fait de la faible luminosité des cibles, plus d'une heure par spectre pour les étoiles les plus faibles. Or les signatures dans les raies en polarisation linéaire sont généralement d'amplitude plus faible qu'en polarisation circulaire. Il serait donc nécessaire de poser beaucoup plus longtemps pour obtenir le même niveau d'information. D'autre part, les temps de pose employés sont soumis à de nombreuses contraintes. Notamment, pour les rotateurs les plus rapides (période inférieure au jour), un temps de pose trop long entraîne un brouillage de la signature polarisée dû

à la rotation de l'étoile, et il est préférable de limiter la temps de pose à moins que $\frac{1}{10}$ de période de rotation. Enregistrer les paramètres de Stokes Q et U en plus ajouterait une contrainte supplémentaire, rendant encore plus délicate l'obtention d'un jeu de données résultant en un échantillonnage dense et régulier de la rotation stellaire. Nous avons donc considéré que l'apport scientifique modéré d'observations en polarisation linéaire ne justifiait pas les contraintes supplémentaires occasionnées dans le cadre de cette première étude spectropolarimétrique.

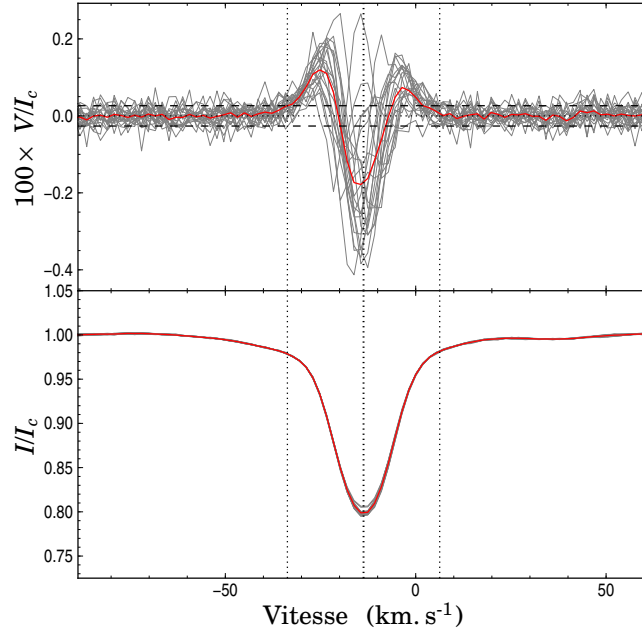
Les rapports signal à bruit obtenus sont modérément élevés (moins de 100 pour les objets les plus faibles et jusqu'à environ 400 dans les meilleurs cas), et dépendent de nombreux facteurs (magnitude et déclinaison de l'étoile, conditions météorologiques, compromis évoqués ci-dessus, ...). Tous les spectres ont été réduits à l'aide du programme Libre-ESpRIT (*cf.* § 2.3.3). La procédure de déconvolution moindres carrés (LSD, *cf.* § 2.3.4) qui permet d'extraire l'information polarimétrique de plusieurs milliers de raies atomiques photosphériques, est appliquée à tous les spectres. Le gain en rapport signal à bruit constaté est d'un facteur 15 environ pour les types spectraux M0–M2, et descend à 5 pour les étoiles les plus tardives de l'échantillon, de types M7 et M8 (*cf.* § 2.3.4). Bien que les signatures en polarisation circulaire soient détectables dans les raies individuelles sensibles au champ magnétique pour les étoiles les plus actives de l'échantillon (*e.g.*, EV Lac), l'emploi de cette méthode multi-raies est déterminante pour analyser leur évolution temporelle, ainsi que pour détecter les signatures associées à des champs d'intensité modérée. Le nombre de raies utilisées est de l'ordre de 5 000 pour tout l'échantillon. La raie synthétique LSD résultante possède un facteur de Landé $g_{eff} = 1.2$ tandis que sa longueur d'onde centrale est $\lambda_0 = 700$ nm pour les types spectraux M0 à M4.5, 750 nm pour les types M5–M6.5 et 800 nm pour les deux étoiles de types M7 et M8.

Les profils de raies spectrales en intensité montrent une grande diversité. Notamment, leur largeur varie grandement selon le $v \sin i$, le type spectral et l'intensité du champ magnétique. En particulier, plusieurs étoiles de $v \sin i$ modéré présentent des ailes de raies larges caractéristiques de l'effet Zeeman, comme le montre la figure 3.2. Les profils Stokes I sont faiblement modulés par la rotation stellaire, probablement du fait du faible contraste de luminosité entre la photosphère calme et les taches (*e.g.*, Berdyugina 2005). On observe en revanche de brusques changements des profils de raies spectrales, apparemment non corrélés avec la rotation, et identifiés comme des phénomènes éruptifs (*flares*). La plupart des étoiles observées sont en effet connues pour présenter de tels signes d'activité de manière régulière.

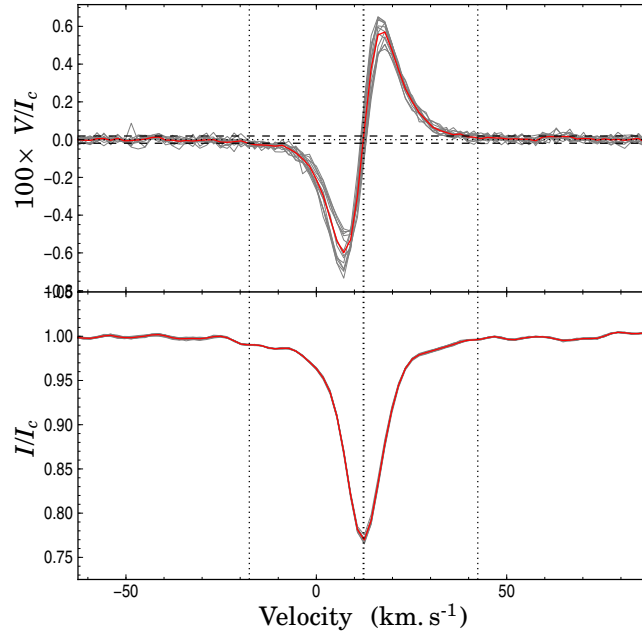
Les séries de spectres en polarisation circulaire obtenues pour les différentes étoiles montrent également des propriétés très différentes. Par exemple, pour l'étoile active AD Leo (M3) nous observons une signature très intense (dont l'amplitude pic-à-pic atteint 1.2% du niveau du continu non polarisé), simple (signature à deux lobes antisymétriques caractéristique) dont l'évolution temporelle se limite à une faible variation d'amplitude (*cf.* figure 3.3b). Les spectres de DT Vir (M0.5) révèlent quant à eux une signature nettement plus faible, plus complexe, qui évolue en forme et en polarité au cours de la rotation (*cf.* figure 3.3a). Cette première analyse rapide nous indique déjà que l'échantillon comprend des étoiles aux topologies magnétiques variées.

3.4 Étude de l'étoile active V374 Peg

Cette partie présente l'étude détaillée de V374 Peg ($M_\star = 0.28 M_\odot$), première naine M entièrement convective observée en spectropolarimétrie. La qualité des deux jeux de données (acquis à un an d'intervalle en août–septembre 2005 et août 2006), ainsi que le $v \sin i$ élevé de l'étoile m'ont permis de réaliser une étude détaillée du champ magnétique à grande échelle et de son évolution, de la rotation différentielle, des taches photosphériques et de l'activité.



(a) DT Vir (2008)



(b) AD Leo (2008)

FIGURE 3.3 – Signatures LSD Stokes I (panneaux du bas) et V (panneaux du haut). Tous les profils de chaque série temporelle sont tracés en gris sur chaque figure, le profil moyen correspondant apparaît en rouge. Les trois lignes verticales pointillées indiquent le centre de la raie ainsi que ses limites approximatives. Pour Stokes V , le niveau de référence est signalé en pointillés, et les niveaux de bruit $\pm 1\sigma$ en tirets.

3.4.1 Topologie magnétique à grande échelle

Les deux jeux de données que nous avons obtenus pour V374 Peg fournissent un échantillonnage dense et régulier de la rotation stellaire. La représentation des données sous forme de spectre dynamique révèle sans ambiguïté le passage des différentes régions magnétiques dans la ligne de visée au cours de la rotation (Fig. 3.4). Notre code d'imagerie tomographique Zeeman-Doppler reproduit fidèlement cette modulation rotationnelle : j'ai pu ajuster les données de 2005 et 2006 à des niveaux de χ_r^2 de 1.1 et 1.0, respectivement, en supposant que l'étoile est en rotation solide.

Les cartes magnétiques reconstruites sont présentées en figure 3.5. Dans les deux cas, le champ magnétique est quasi poloidal, les données peuvent être ajustées au même niveau de χ^2 que l'on suppose ou non la présence d'une composante toroïdale. La composante radiale du champ est très intense (avec des maxima de 1.3 et 1.2 kG sur les cartes 2005 et 2006) et fortement axisymétrique : l'hémisphère visible est principalement recouvert de champ radial de polarité positive (*i.e.* des lignes de champs sortantes). Le champ à grande échelle est dominé par la composante dipolaire, ce qui est confirmé par la décomposition sur les harmoniques sphériques : 60% de l'énergie magnétique reconstruite est concentrée dans le mode $\alpha_{1,0}$ (composante radiale d'un dipôle aligné avec l'axe de rotation). La répartition de l'énergie magnétique entre les modes, représentée figure 3.6, montre que la majeure partie de l'énergie est reconstruite dans les modes de degré $\ell = 0$ et 1. L'imagerie Zeeman-Doppler n'apporte pas d'information sur le champ magnétique à petite échelle (*e.g.*, à l'échelle de la granulation), il n'est donc pas possible de conclure quant à l'importance respective des composantes à petite et grande échelle sur la seule base de nos observations spectropolarimétriques. L'imagerie Zeeman-Doppler est ici sensible aux modes de degré $\ell < 25$ (*cf.* 2.4.1). Or, il est possible d'ajuster précisément les données spectropolarimétriques en ne considérant que les modes de degré $\ell \leq 6$. Notre étude démontre ainsi que l'énergie magnétique contenue dans les modes de degré $6 < \ell < 25$ est négligeable devant l'énergie contenue dans les modes de plus bas degré.

La topologie magnétique reconstruite diffère fortement de ce qui est observé sur les étoiles actives plus massives de types spectraux G et K. Les études de ces étoiles ont en effet révélé des topologies dominées par une forte composante toroïdale prenant généralement l'aspect d'un anneau de champ azimuthal encerclant le pôle de l'étoile (*e.g.*, Donati *et al.* 2003a; Petit *et al.* 2008).

3.4.2 Rotation différentielle et stabilité du champ magnétique

Les topologies magnétiques reconstruites à partir des données acquises en 2005 et 2006 ont des propriétés similaires. De plus, les cartes de champs magnétique sont visuellement semblables. Afin de déterminer dans quelle mesure les différences constatées sont réelles (et non pas dues à la méthode de reconstruction), j'ai tenté de reproduire l'ensemble des données (2005 et 2006) avec une unique topologie magnétique. En supposant que V374 Peg est en rotation solide, il n'est pas possible d'ajuster l'ensemble des spectres polarisés à mieux que $\chi_r^2 = 1.5$. En modélisant la rotation différentielle de surface comme décrit en § 2.4.6, la surface de χ^2 (Fig. 3.7) présente un minimum bien défini à une valeur de $\chi_r^2 = 1.15$. Nous concluons donc que la variabilité du champ magnétique photosphérique entre 2005 et 2006 est très limitée, et qu'elle est principalement due à la rotation différentielle de surface. La différence de taux de rotation entre l'équateur et le pôle est estimée à $d\Omega = 6.3 \pm 0.4 \text{ mrad.jr}^{-1}$, soit environ $\frac{1}{10}$ de la valeur solaire. La carte de champ magnétique reconstruite à partir de l'ensemble des données 2005 et 2006 est présentée en figure 3.5c.

À nouveau, ce comportement diffère significativement des étoiles actives partiellement convectives dont la topologie magnétique évolue significativement à l'échelle d'un mois (*e.g.*, Donati *et al.* 2003a).

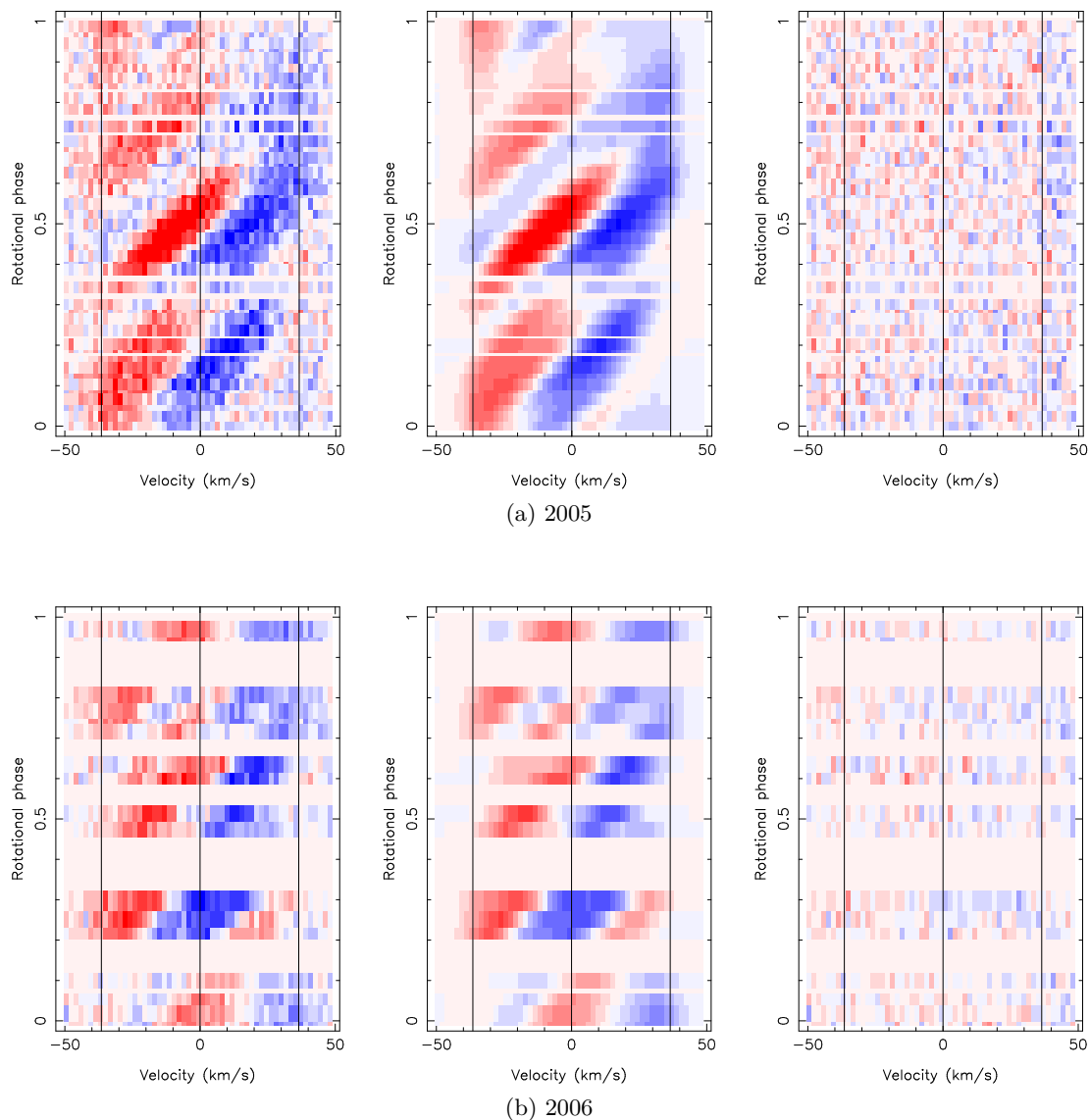


FIGURE 3.4 – Spectres dynamiques de V374 Peg. La colonne de gauche présente les spectres observés, au milieu l’ajustement réalisé par ZDI et à droite le résidu. L’ajustement est très bon ($\chi_r^2 = 1.1$ pour 2005 et 1.0 pour 2006), il ne reste aucun signal cohérent (*i.e.* migrant du bleu vers le rouge au cours de la rotation) dans le résidu. Voir le § 2.4.1 pour plus d’informations sur les spectres dynamiques.

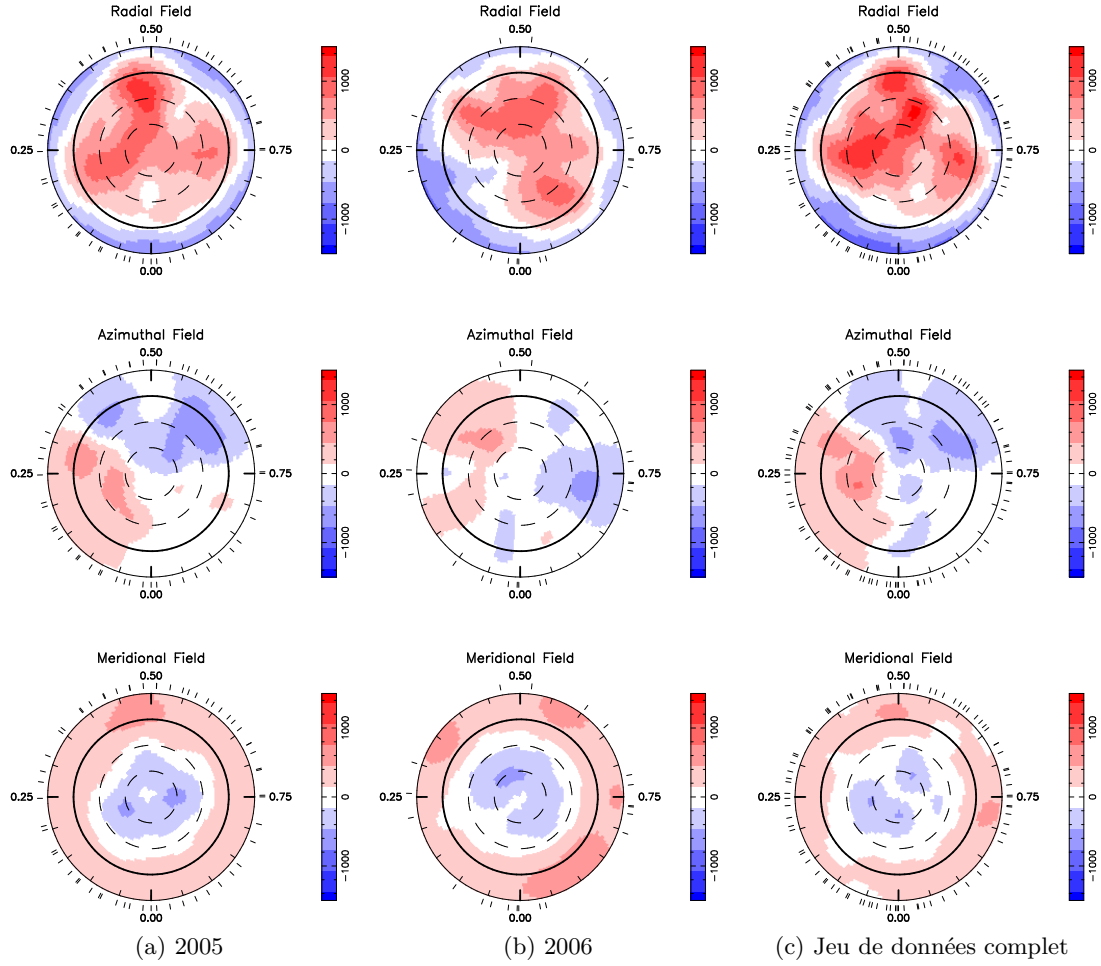


FIGURE 3.5 – Champ magnétique de surface de V374 Peg en projection polaire aplatie. Le cercle en gras représente l'équateur, le cercle extérieur et ceux en pointillés représentent (de l'extérieur vers le centre) les latitudes de -30° , $+30^\circ$ et $+60^\circ$. Chaque trait radial indique la position du méridien central au moment d'une observation. La figure de droite a été obtenue à partir de l'ensemble des données 2005 et 2006 en tenant compte de la rotation différentielle (*cf.* 3.4.2). Elle représente la topologie magnétique à une époque intermédiaire.

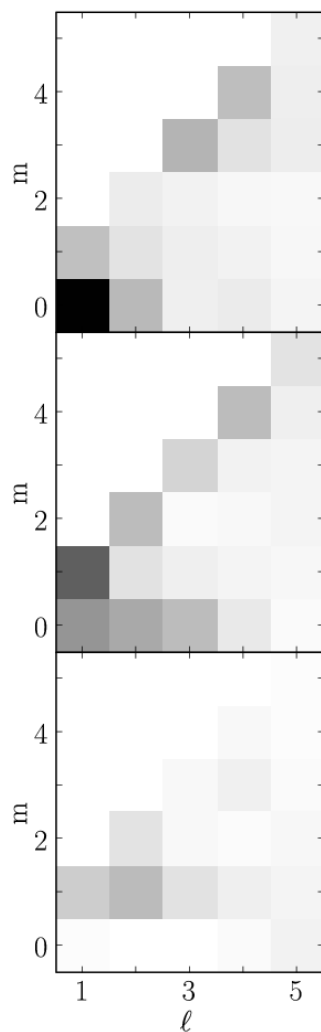


FIGURE 3.6 – Spectre d'énergie magnétique de V374 Peg, pour les données 2005, tronqué à $\ell = 5$. Les trois panneaux représentent, de haut en bas, les modes $\alpha_{\ell,m}$, $\beta_{\ell,m}$ et $\gamma_{\ell,m}$.

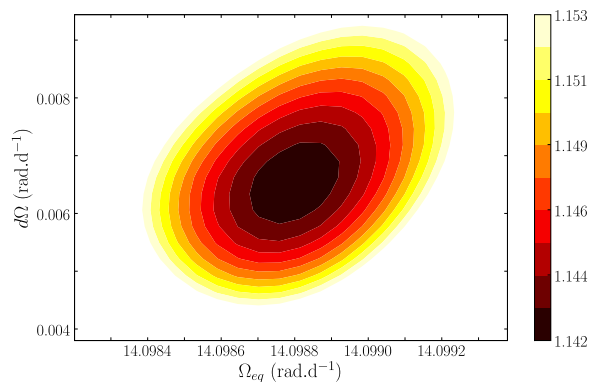


FIGURE 3.7 – Variation du χ^2 en fonction des paramètres de rotation différentielle Ω_{eq} et $d\Omega$. Le contour extérieur correspond à un accroissement de χ^2 de 1%, *i.e.* une barre d'erreur de 7σ (pour chaque paramètre pris séparément).

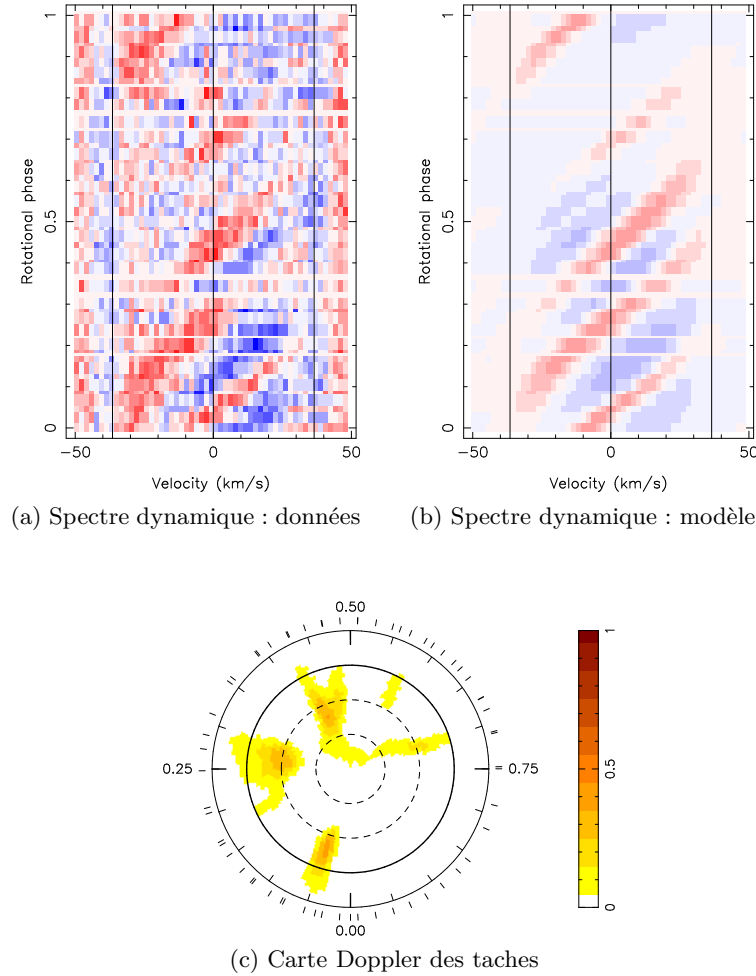


FIGURE 3.8 – Taches photosphériques de V374 Peg en août 2005. (a) et (b) : les spectres dynamiques sont représentés après soustraction d'un profil de référence purement rotationnel (spectre LSD de l'étoile inactive en rotation lente GJ 402, convolué pour faire correspondre le $v \sin i$ de V374 Peg. L'échelle de couleurs va de -0.5 à +0.5 % du niveau du continu. Le rouge et le bleu codent respectivement un défaut et un excès d'absorption par rapport au profil de référence. (c) Carte Doppler des taches photosphériques en projection polaire aplatie (*cf.* Fig. 3.5 pour plus de détails sur cette projection).

3.4.3 Taches photosphériques

Du fait du $v \sin i$ élevé de V374 Peg (36.5 km.s^{-1}) et de la qualité des jeux de données obtenus (couverture en phase dense et régulière, rapports S/N élevés), il est possible d'étudier la répartition des taches à la surface de cette étoile. La modulation des spectres en intensité, bien que de faible amplitude (moins de 0.5% du niveau du continu), est clairement mise en évidence par la représentation des données sous la forme d'un spectre dynamique (Fig. 3.8a). J'ai réalisé la cartographie des taches froides à l'aide de la procédure d'imagerie Doppler décrite en § 2.4.1. Les températures utilisées pour les modèles de raie sont $T_q = 3200 \text{ K}$ dans la photosphère calme (en accord avec le type spectral M4) et $T_s = 2800 \text{ K}$ dans les taches. Le contraste de température entre les taches et la photosphère est en effet plus faible pour les étoiles de faible masse que pour le Soleil (*e.g.*, Berdyugina 2005). J'ai utilisé le profil LSD de l'étoile inactive en rotation lente GJ 402 (*cf.* Delfosse *et al.* 1998) comme profil local de référence comme modèle de raie.

Le code d'imagerie tomographique parvient bien à reproduire la migration des taches dans le spectre dynamique, de l'aile bleue vers l'aile rouge de la raie (Fig. 3.8b). Le taux

d'occupation des taches reconstruites est faible, environ 2% à partir des deux jeux de données (2005 et 2006), comme le laissait supposer la faible amplitude de la modulation des spectres. Précisons néanmoins que ceci ne concerne que les taches d'une taille supérieure à la résolution de l'imagerie Doppler qui est limitée par le $v \sin i$ à 15° . Il n'est donc pas exclu que la surface de V374 Peg soit couverte de taches de plus faibles dimensions.

La carte Doppler résultante (Fig 3.8c) montre que la position des taches ne présente pas de corrélation systématique avec les zones de fort champ magnétique (Fig. 3.5). Par ailleurs, cette carte ne comporte pas de tache polaire importante (ce qui serait repérable dans les spectres par un centre de raie aplati par rapport au profil de référence, ce que ne montre pas le spectre dynamique). Ainsi, V374 Peg diffère fortement des étoiles actives partiellement convectives de type spectraux G et K dont le pôle est généralement occupé par une tache froide de grandes dimensions (*e.g.*, Donati *et al.* 2000). Cette absence de tache polaire n'est pas limitée aux étoiles entièrement convectives, mais semble aussi affecter les rotateurs rapides de type spectral M précoce, telles que HK Aqr (Barnes *et al.* 2004).

3.4.4 Activité chromosphérique et coronale

Comme mentionné plus haut, toutes les étoiles de notre échantillon sont classées comme actives, c'est-à-dire que l'on observe que certaines raies apparaissent en émission dans leur spectre. Les spectres produits par les instruments ESPaDOnS et NARVAL couvrant un large domaine optique ($0.37\text{--}1.0\ \mu\text{m}$), ils permettent de mesurer plusieurs raies caractérisant l'activité chromosphérique. Dans le cas de V374 Peg, l'obtention d'un jeu de données très dense sur trois nuits consécutives en août 2005 m'a permis de surveiller l'évolution de l'activité au cours de la rotation. Cette étude se base sur les raies de Balmer $H\alpha$ et $H\beta$, et le triplet infrarouge du Ca II. Les raies $H\delta$, $H\gamma$, et les raies du Ca II H & K sont également présentes dans les spectres mais le rapport signal à bruit dans la partie bleue du spectre est trop faible pour obtenir une information exploitable. Les raies spectrales $H\alpha$ et $H\beta$ apparaissent en émission dans tous les spectres, indiquant un niveau d'activité au repos (*quiescent*) élevé. Les raies du triplet IR du calcium présentent quant à elle une composante centrale en émission (*core emission*). Pour ces trois raies, la variabilité a principalement lieu dans l'intervalle $[-v \sin i; +v \sin i]$, suggérant que l'activité est principalement localisée à proximité de la photosphère.

Pour chaque observation, j'ai calculé la largeur équivalente des raies chromosphériques étudiées. Toutes trois présentent des comportements similaires, la figure 3.9 montre le résultat pour $H\alpha$. La largeur équivalente n'est pas constante au cours de la rotation. On observe une composante modulée par la rotation, à laquelle se superpose une composante sporadique due aux phénomènes éruptifs. Les naines M actives sont effet connues pour présenter de telles manifestations sporadiques d'activité, aussi bien dans le domaines radio, dans les raies chromosphériques ou en rayons X.

L'activité et sa variation (entre les différentes rotations observées) sont maximales simultanément, aux phases 0.20 et 0.75–1.00, et dans une moindre mesure vers la phase 0.50–0.60. De plus, nous observons un impact fort des phénomènes éruptifs sur quatre spectres (nous obligeant à les écarter pour nos analyses par imagerie tomographique) dont les phases d'acquisition (0.72 et 0.78 le 21 août, et 0.19 et 0.23 le 23 août) correspondent au début des deux épisodes éruptifs majeurs observés. Ces phases de forte activité correspondent aux trois zones de champ magnétique intense reconstruites par l'imagerie Zeeman-Doppler. La corrélation entre le champ magnétique n'est néanmoins pas directe, puisqu'à la longitude la plus magnétique correspond le pic d'activité chromosphérique le plus faible.

Des observations radio de V374 Peg, montrent également une composante modulée par la rotation présentant deux maxima par rotation de l'étoile, ainsi que des pics d'émission

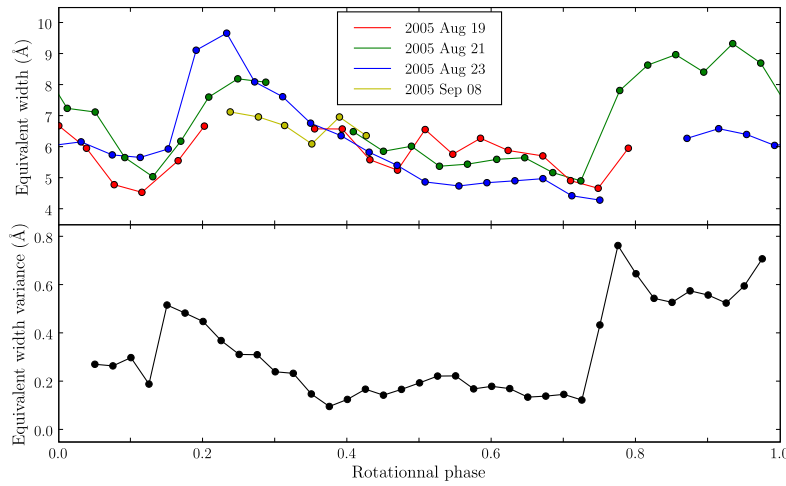


FIGURE 3.9 – Évolution de la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ de V374 Peg au cours de la rotation. La courbe du bas correspond à l'écart type associé, calculé sur une fenêtre glissante de largeur égale à 0.1 rotation.

d'amplitude variable ayant lieu systématiquement à la même phase rotationnelle. D'après [Hallinan *et al.* \(2009\)](#), la topologie magnétique que nous avons déduite de nos observations spectropolarimétriques permet de rendre compte des observations radio, en générant une émission fortement focalisée par instabilité maser-cyclotron. Le pic d'émission a alors lieu lorsque l'axe de la composante dipolaire du champ magnétique est perpendiculaire à la ligne de visée. Ce mécanisme d'émission est également invoqué pour expliquer la composante pulsante fortement polarisée observée dans l'émission radio de certaines naines brunes ([Hallinan *et al.* 2008](#)).

3.5 Résultats de l'étude spectropolarimétrique d'un échantillon de naines M

L'étude de l'étoile entièrement convective V374 Peg révèle un comportement très différent de ce qui est observé pour les étoiles actives partiellement convectives de types spectraux G et K, aussi bien du point de vue de la composante à grande échelle du champ magnétique, que de la rotation différentielle ou des taches photosphériques (§ 3.4). La question se pose alors de savoir comment s'effectue la transition entre ces deux catégories d'étoiles, et quel rôle joue le passage à une structure interne complètement convective. Dans le cadre de notre étude spectropolarimétrique, nous nous intéressons ainsi à l'évolution des propriétés magnétiques de naines M actives aux abords de la limite complètement convective.

À partir d'une série temporelle de profils LSD polarisés circulairement échantillonnant la rotation d'une étoile, il est possible reconstruire une estimation de la composante à grande échelle du champ magnétique à sa surface. La technique de l'imagerie Zeeman-Doppler (*cf.* § 2.4) est appliquée à chaque série de spectres collectée sur une courte période (quelques jours en général). Il est en effet important que le champ magnétique de l'étoile observée évolue peu pendant la durée des observations. Les séquences temporelles correspondant à un même objet observé à plusieurs mois d'intervalle sont donc traitées séparément (du moins dans un premier temps).

Parmi les paramètres requis en entrée du code d'imagerie Zeeman-Doppler, figurent le $v \sin i$, l'inclinaison de l'axe de rotation stellaire sur la ligne de visée, et la période de rotation. La vitesse de rotation équatoriale projetée sur la ligne de visée peut être estimée

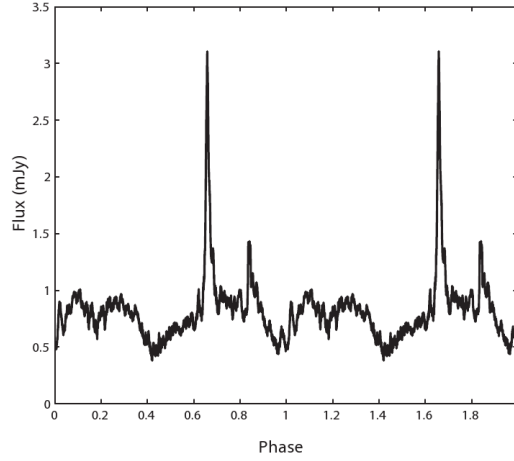


FIGURE 3.10 – Émission radio de V374 Peg. Le signal, modulé périodiquement, est fortement corrélé avec le champ magnétique photosphérique (Fig. 3.5), de telle manière que le pic d'émission a lieu lorsque l'axe de la composante dipolaire du champ est perpendiculaire à la ligne de visée.

à partir de la largeur du profil d'une raie de facteur de Landé nul (sinon l'élargissement Zeeman perturbe la mesure); des mesures existent dans la littérature pour quasiment toutes les étoiles étudiées. Le processus d'imagerie fournit également une contrainte sur ce paramètre, bien qu'il présente une dégénérescence de modèle avec d'autres paramètres caractéristiques de la raie (*cf.* § 2.4.6). La période de rotation peut également être contrainte, mais il n'y a pas de dégénérescence de modèle dans ce cas. La période peut être très bien contrainte si le jeu de données est suffisamment dense et résulte en un bon échantillonnage de la surface stellaire. L'imagerie tomographique est par contre assez peu sensible à l'inclinaison de l'axe de rotation (une précision de 10 à 20° est suffisante). Une valeur approximative de l'inclinaison est obtenue en comparant le $R \sin i$ observé, déduit de :

$$R \sin i = \frac{P_{\text{rot}} \times v \sin i}{50.6145}, \quad (3.2)$$

avec le rayon théorique correspondant à la masse de l'étoile, issu des modèles d'évolution stellaire de [Baraffe *et al.* \(1998\)](#). Dans de nombreux cas on a $R \sin i > R_*$, ce qui indique que les modèles de structure interne sous-estiment significativement le rayon des étoiles observées. Ce constat est cohérent avec les observations d'étoiles binaires actives (*e.g.*, [Morales *et al.* 2008](#)), et suggère donc que le champ magnétique intense de ces objets a un impact important sur leur structure interne.

Afin de caractériser de manière quantitative les topologies magnétiques observées, nous indiquons la répartition de l'énergie magnétique reconstruite entre les différentes composantes du champ. Notamment la répartition poloïdal/toroïdal, axisymétrique/non-axisymétrique, ou encore entre les modes correspondant à un dipôle, un quadrupôle ou un octupôle. J'ai pour cela développé une routine qui calcule ces différentes valeurs à partir des coefficients $\alpha_{\ell,m}$, $\beta_{\ell,m}$ et $\gamma_{\ell,m}$ de la décomposition du champ magnétique (*cf.* § 2.4.2) reconstruits par le code d'imagerie.

Je présente dans les sections 3.5.1 ($M_* > 0.5 M_\odot$), 3.5.2 ($0.2 < M_* < 0.5 M_\odot$), 3.5.3 ($M_* < 0.2 M_\odot$) nos résultats sur les topologies magnétiques des naines M. Il s'avère en effet que l'on peut distinguer trois types de comportement selon la masse des étoiles.

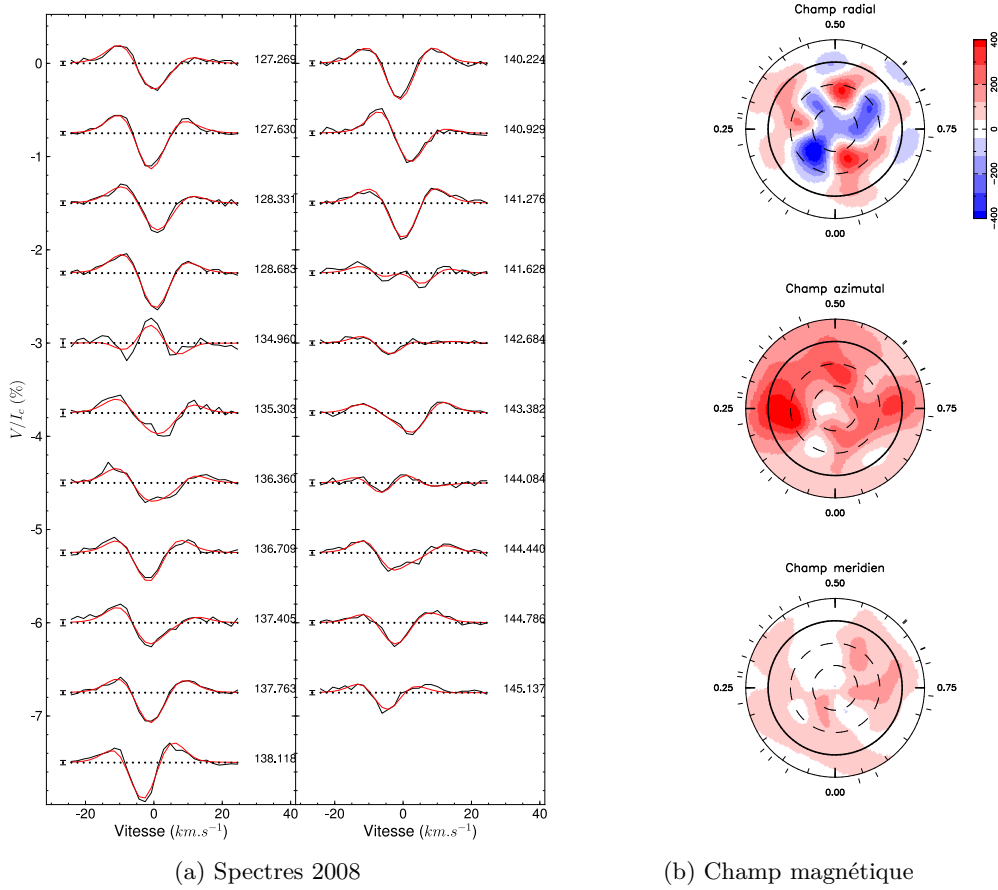


FIGURE 3.11 – Spectres acquis en 2008 et cartes de champ magnétique correspondantes pour DT Vir ($0.59 M_{\odot}$). Les spectres successifs sont décalés verticalement de 0.75% du niveau du continu. A gauche, une barre d'erreur indique le niveau de bruit à $\pm 1\sigma$. A droite est indiqué le cycle rotationnel E , calculé d'après l'éphéméride $\text{HJD} = 2\,453\,950.0 + 2.85 E$. Pour une représentation simultanée des spectres en intensité et en polarisation circulaire, voir la Figure 3.3a. Les cartes de champ magnétique présentent les trois composantes du champ en coordonnées sphériques en projection polaire aplatie (se reporter à la légende de la figure 3.5 pour plus d'information sur cette représentation).

3.5.1 Étoiles de masse $M_{\star} > 0.5 M_{\odot}$

Cinq étoiles de notre échantillon appartiennent à ce premier groupe. La figure 3.11 montre les données obtenues ainsi que la carte de champ magnétique reconstruite pour DT Vir. Une première analyse rapide des spectres LSD polarisés indique que ces étoiles possèdent un champ magnétique peu intense. L'amplitude des signatures Stokes V est de quelques dixièmes de pourcents du niveau du continu non polarisé, et les champs longitudinaux correspondant sont généralement de quelques dizaines de Gauss (en valeur absolue). De plus, dans la plupart des cas, les profils LSD polarisés circulairement moyennés sur un jeu de données montrent un écart assez net à l'antisymétrie, indiquant que ces étoiles abritent une composante toroïdale axisymétrique. Pour la plupart des étoiles, les signatures polarisées évoluent fortement dans un même jeu de données (migration en vitesse radiale, changement de forme et d'amplitude). Cela se traduit par de fortes variations, voire un changement de signe, du champ longitudinal au cours de la rotation (dont l'écart-type sur un jeu de données est en général plus élevé que la valeur moyenne, cf. Tab. B.2), ce qui démontre la présence d'une forte composante non-axisymétrique dans le champ magnétique de ces étoiles.

Pour ces étoiles de masse supérieure à $0.5 M_{\odot}$, il n'est pas possible de reproduire correctement les spectres observés avec un modèle magnétique en rotation solide. De plus, la période la plus probable déduite de l'imagerie Zeeman-Doppler (en supposant la rotation solide) diffère significativement de la période déterminée par photométrie. Dans le cas de DS Leo, deux périodes photométriques différentes sont mesurées à partir de jeux de données distincts. Du fait de la rotation différentielle, la période de rotation mesurée dépend en effet de la latitude des structures stellaires sur lesquelles se base la mesure. En utilisant la méthode décrite en § 2.4.6, nous pouvons quantifier la rotation différentielle grâce à l'imagerie tomographique. Nos séries de spectres polarisés peuvent alors être reproduites jusqu'au niveau du bruit en utilisant ces valeurs du cisaillement dans le modèle magnétique. Nous relevons des valeurs de rotation différentielle comprises entre 60 et 120 mrad.jr^{-1} , c'est-à-dire de une à deux fois la valeur solaire. Ces valeurs estimées de la rotation différentielle latitudinale permettent en outre de rendre compte quantitativement des différences entre les diverses mesures de période de rotation pour une même étoile.

Les topologies déduites de l'imagerie Zeeman-Doppler à partir des séries de spectres polarisés confirment ces premières observations. Dans tous les cas, le flux magnétique reconstruit (moyenné sur la surface visible de l'étoile) est inférieur à 200 G, et descend à moins de 30 G pour le rotateur le plus lent, GJ 49. Toutes les cartes magnétiques comprennent une composante toroïdale significative (plus de 20% de l'énergie magnétique reconstruite), voire dominante dans plusieurs cas (jusqu'à 80% de l'énergie magnétique). Cette composante prend généralement l'aspect d'un anneau de champ azimuthal encerclant le pôle de l'étoile, similaire à ce qui est observé sur les étoiles actives plus massives, également partiellement convectives, de types spectraux G et K (*e.g.*, Donati *et al.* 2003a; Petit *et al.* 2008). Parmi ces étoiles les plus massives de l'échantillon (à l'exception d'OT Ser pour les observations de 2007), la partie non-axisymétrique de la composante poloïdale représente une fraction importante de l'énergie magnétique, et dépasse les 80% dans plusieurs cas. Enfin, la composante poloïdale du champ reconstruit présente une structure complexe (pas de simple dipôle). Il est ainsi nécessaire de prendre en compte des modes de haut degré (dont la visibilité est fonction du $v \sin i$, *cf.* § 2.4) et la contribution de la composante octupolaire à l'énergie magnétique totale n'est pas négligeable.

Pour trois objets de ce sous-échantillon — DT Vir, DS Leo et OT Ser — nous avons obtenu deux jeux de données, recueillis à un an d'intervalle. Les propriétés globales de la topologie magnétique sont similaires entre deux observations d'une même étoile. Notamment, la polarité de la structure axisymétrique de champ azimuthal ne change pas. Dans le cas de DS Leo et d'OT Ser, la polarité dominante de la composante radiale sur l'hémisphère entièrement visible reste constante également (pour DT Vir, des taches de champ radial de polarités opposées se partagent cet hémisphère). Cependant, le champ magnétique de ces étoiles évolue de manière significative sur une période d'un an : des zones de champ intense sont apparues, ont fusionné, disparu, et le module du champ magnétique a évolué. Par ailleurs, l'énergie magnétique reconstruite ou sa répartition entre les différentes composantes ont évolué. Par exemple pour DT Vir, la composante dipolaire représente 64% de l'énergie magnétique en 2007 contre seulement 10% en 2008 (du fait de l'apparition de champ radial à petite échelle spatiale). Ainsi, la durée de vie de structures magnétiques au niveau photosphérique est supérieure à la semaine (durée d'acquisition d'un jeu de données) et au plus de quelques mois, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que pour les étoiles G et K (*e.g.*, Donati *et al.* 2003a).

3.5.2 Étoiles de masse $0.2 < M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$

J'ai étudié sept étoiles appartenant à ce domaine. D'après nos estimations de masse, toutes sont entièrement convectives à l'exception d'AD Leo et CE Boo. Les profils LSD obtenus à partir des spectres polarisés diffèrent nettement de ce qui est observé pour les

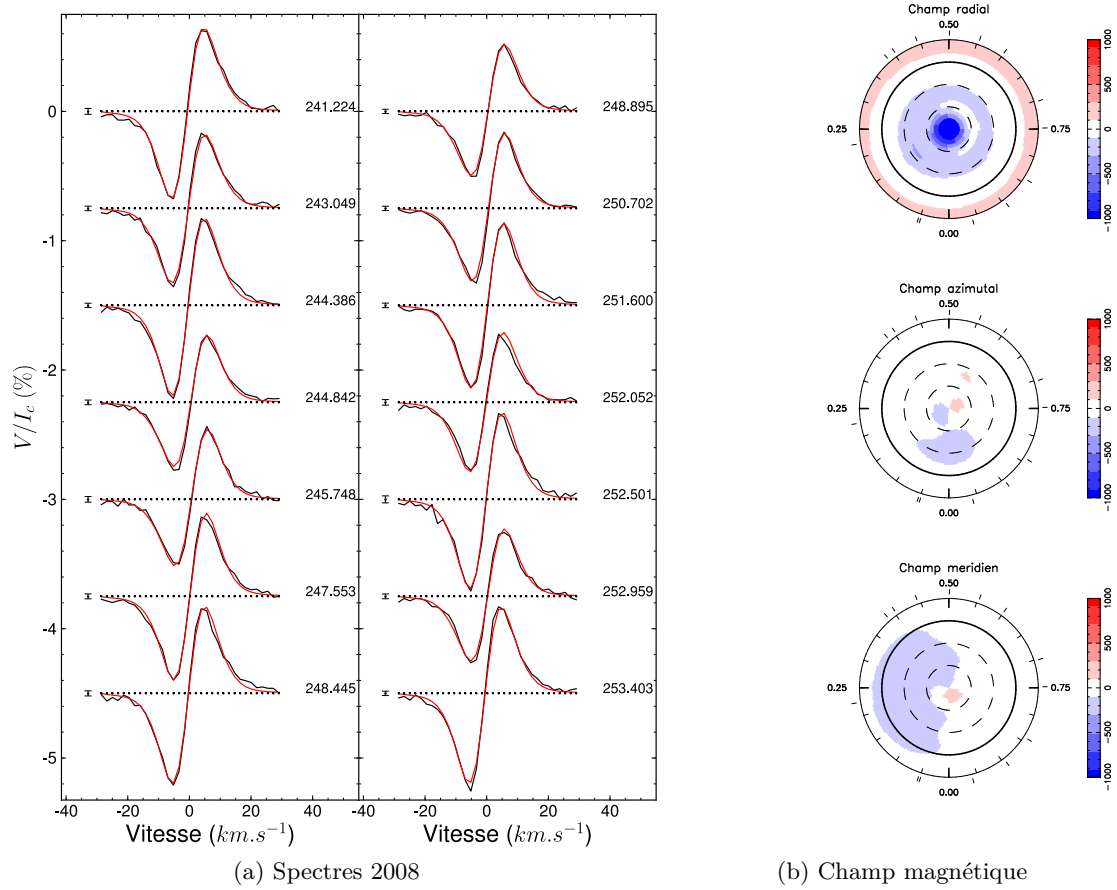


FIGURE 3.12 – Spectres acquis en 2008 et cartes de champ magnétique correspondantes pour AD Leo ($0.42 M_{\odot}$). Voir la figure 3.11 pour plus de détails.

étoiles M plus massives présentées en section 3.5.1. La première différence flagrante provient de l'amplitude des signatures LSD polarisées qui dépassent souvent 1% du niveau du continu et montrent des ailes larges, correspondant à des champs longitudinaux de plusieurs centaines de Gauss, voire de l'ordre du kilogauss. Ces signatures sont généralement de forme plus simple : on observe dans de nombreux spectres un profil antisymétrique à deux lobes. Excepté dans le cas d'EV Lac, l'évolution des spectres polarisés au sein d'un jeu de données consiste en une modulation de l'amplitude des profils, tandis que la forme et la polarité restent constantes, ce qui montre que le champ magnétique de ces étoiles comporte un forte composante axisymétrique. En moyennant les spectres LSD sur chaque jeu de données, on obtient systématiquement une signature antisymétrique centrée sur la raie. Nous pouvons en conclure que toutes ces étoiles, y compris EV Lac, abritent une composante axisymétrique et que celle-ci est principalement poloïdale. Cela se traduit par des champs longitudinaux de signe constant (sauf pour EV Lac), et dont la variation au cours de la rotation est significativement plus faible que la valeur moyenne (*cf.* Tab. B.2).

Pour ces étoiles de masse comprise entre 0.2 et $0.5 M_{\odot}$, j'ai pu reproduire correctement nos séries de spectres en me basant sur des modèles magnétiques en rotation solide. À partir des jeux de données individuels, la contrainte fournie par l'imagerie Zeeman-Doppler est compatible avec une rotation solide de surface, même dans le cas de V374 Peg où les données fournissent une contrainte très forte (§ 3.4.2).

La reconstruction des topologies magnétiques de ces étoiles confirme les résultats de l'analyse préliminaire. Les flux magnétiques moyennés sur l'étoile sont proches de 500 G (sauf pour CE Boo et AD Leo, 100 et 200 G respectivement), et dans les régions actives où

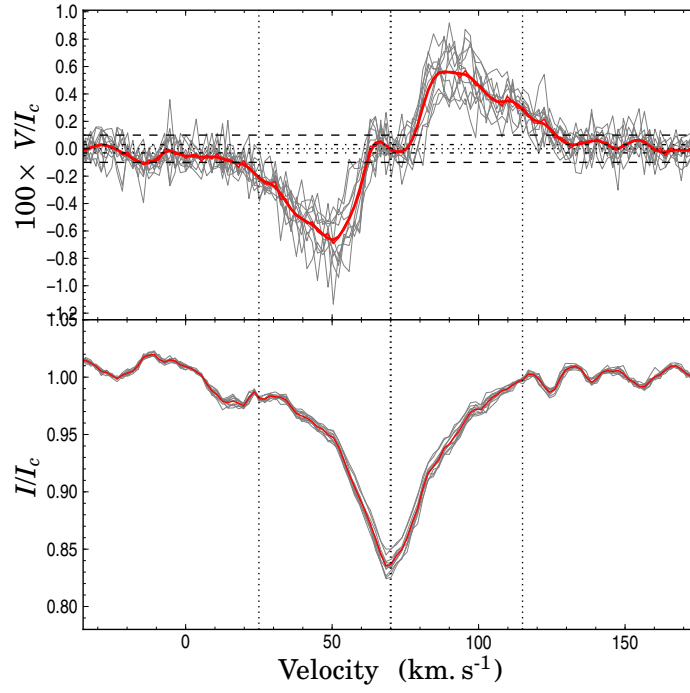
se concentre le champ magnétique, ils peuvent atteindre plusieurs kilogauss. Pour toutes les étoiles comprises dans cette gamme de masses, la composante radiale du champ magnétique est très largement prédominante. La fraction d'énergie reconstruite dans les modes toroïdaux est très faible (quelques pourcents), et dans la plupart des cas il est possible de reproduire les données au même niveau de χ_r^2 avec ou sans composante toroïdale. Cette composante radiale comprend systématiquement une forte composante dipolaire (tout du moins deux régions de champ intense de polarités opposées), plus ou moins alignée avec l'axe de rotation. Le degré d'axisymétrie est très élevé, on constate notamment que le champ magnétique radial est de polarité constante sur l'hémisphère de l'étoile dont le pôle est visible (sauf pour EV Lac dont la topologie correspond en première approximation à un dipôle fortement incliné). Autre différence avec les étoiles M de types spectraux précoces, les topologies magnétiques de ce groupe sont dominées par les grandes échelles spatiales, plus de 70% de l'énergie magnétique reconstruite est concentrée dans les composantes dipolaires et quadrupolaires (modes poloïdaux de degré $\ell \leq 2$). Ce résultat est particulièrement convaincant dans le cas de V374 Peg. En effet, pour cette étoile, les deux jeux de données obtenus échantillonnent régulièrement et densément l'intégralité du cycle rotationnel, et les rapports signal à bruit sont élevés. De plus, avec un $v \sin i = 36.5 \text{ km.s}^{-1}$, l'imagerie tomographique peut reconstruire le champ magnétique jusqu'à l'ordre $\ell = 25$. Or, il est possible de reproduire les spectres observés (au niveau du bruit, *i.e.* $\chi_r^2 \simeq 1.0$) en ne considérant que les ordres de degré inférieur à 10. De plus, la majeure partie de l'énergie magnétique est reconstruite dans les modes poloïdaux de plus bas degré (§ 3.4.1).

Nous avons obtenu deux jeu de données (à un an d'intervalle) pour quatre étoiles de ce groupe. Il est ainsi possible d'étudier la variabilité à long terme des topologies magnétiques. Visuellement, la topologie magnétique est «reconnaissable» d'un jeu de données au suivant. La seule évolution (limitée) visible concerne l'étoile EV Lac, pour laquelle deux taches voisines de champ radial de polarité négative (champ rentrant) sont reconstruites en 2006 contre une seule en 2007. Contrairement aux étoiles M précoces, on n'observe pas de modification radicale de la répartition de l'énergie magnétique entre les différentes composantes, *e.g.*, poloïdal/toroïdal ou axisymétrique/non-axisymétrique (seule YZ CMi semble présenter une évolution notoire de l'importance de la composante axisymétrique, mais cela est en partie dû à une mauvaise couverture en phase dans le jeu de données 2007, voir [Morin et al. 2008b](#)).

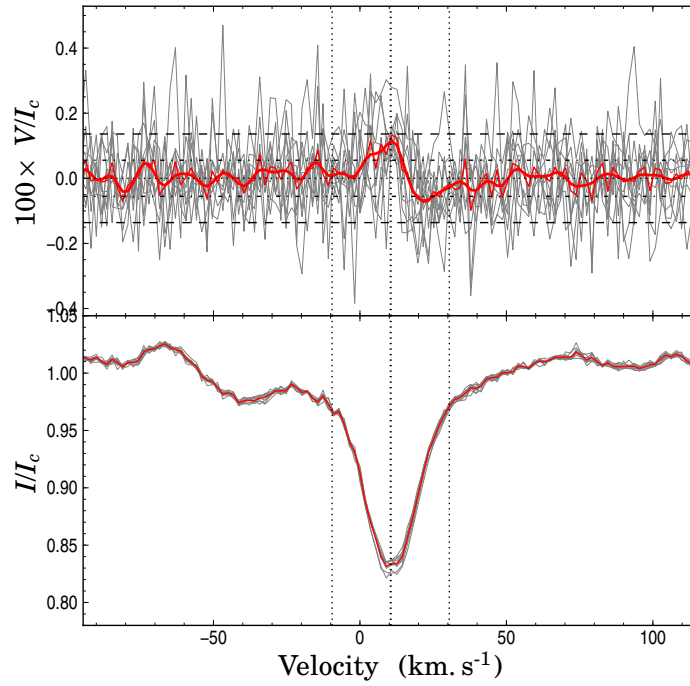
Pour évaluer la variabilité temporelle de manière plus quantitative, j'ai fusionné les deux séries de spectres disponibles pour chaque étoile et en reconstruit une unique topologie magnétique avec toutes les données disponibles. Cette mesure est fournie par la comparaison du χ^2 obtenu pour les données fusionnées (après ajustement de la période de rotation et éventuellement de la rotation différentielle (*cf.* § 2.4.6) avec ceux obtenus pour les données individuelles (ainsi que leur niveaux par rapport aux χ^2 initiaux des jeux de données). À nouveau le cas de V374 Peg est particulièrement probant, du fait de la qualité des séries temporelles de spectres obtenues. L'accroissement de χ_r^2 entre les jeux de données individuels et les données fusionnées est très limité démontrant sans ambiguïté la stabilité de la topologie magnétique sur une durée d'un an (*cf.* 3.4.2). Pour les autres objets de ce groupe j'ai obtenu des limites supérieures de quelques mrad.jr^{-1} .

3.5.3 Étoiles de masse $M_\star < 0.2 M_\odot$

Nous avons obtenu des observations pour onze étoiles dont la masse est inférieure à $0.2 M_\odot$. Une première analyse des séries de spectres permet déjà de distinguer 2 catégories d'étoiles. Dans la première, composée de GJ 51, GJ 1154 A, GJ 1224, WX UMa et CN Leo, on retrouve des profils Stokes V similaires à ceux des étoiles du groupe $0.2 < M_\star < 0.5 M_\odot$, c'est-à-dire des profils de forme simple, antisymétriques, et d'amplitude élevée, jusqu'à 2% du continu non polarisé (*cf.* Fig. 3.13a). Les champs longitudinaux calculés à partir de



(a) WX UMa (2009)



(b) DX Cnc (2009)

FIGURE 3.13 – Signatures LSD Stokes I (panneaux du bas) et V (panneaux du haut). Voir la figure 3.3 pour plus de détails. Le trait gras rouge dans les panneaux du haut (Stokes V) correspond à un filtrage passe-bas du spectre moyen.

ces profils ont des valeurs absolues très élevées, jusqu'à 2 kG (*cf.* Tab. B.2). Les profils LSD et les mesures de champ longitudinal indiquent également une forte composante axisymétrique. Dans la seconde catégorie — GJ 1156, GJ 1245 B, WX UMa, DX Cnc, GJ 3622, VB 8 et VB 10 — les propriétés des spectres sont proches de celles des étoiles M de type précoce. Nous mesurons des signatures polarisées de faible amplitude (dans plusieurs cas elles sont plus faibles que le niveau de bruit), dont l'évolution au cours des observations indique que le champ magnétique de ces étoiles est significativement non-axisymétrique. Dans le cas de DX Cnc, le profil moyen quasi-antisymétrique et fortement décalé par rapport au centre de la raie révèle la présence d'une composante toroïdale axisymétrique (voir la figure 3.13b).

Pour GJ 1154 A, GJ 1224 et CN Leo, les données dont nous disposons présentent trop peu de variabilité pour pouvoir déterminer une période de rotation ou exploiter l'imagerie tomographique, probablement du fait d'un mauvais échantillonnage de la rotation de l'étoile. Cependant, cette première analyse démontre que ces objets génèrent un champ magnétique très intense, très certainement similaire à celui des étoiles décrites en § 3.5.2. Dans le cas de VB 8 et VB 10, les signatures LSD sont trop faibles pour être détectées dans les spectres individuels. Pour VB 10, le spectre moyen sort légèrement du bruit ($\chi_r^2 = 1.9$) et suggère que le champ magnétique de VB 10 comporte une composante toroïdale axisymétrique. Rien de tel n'est visible pour VB 8, la signature moyenne ne se distingue pas du bruit.

Pour les six autres étoiles de ce sous-échantillon, les données obtenues m'ont permis de contraindre la période de rotation et de reconstruire les topologies magnétiques de manière fiable. Pour toutes ces étoiles les données peuvent être reproduites par le code d'imagerie en supposant la rotation solide. Les champs magnétiques de GJ 51 et WX UMa sont en effet très intenses avec des flux magnétiques moyens de l'ordre du kG. Ces champs sont quasi-poloïdaux, et comportent une très forte composante dipolaire, avec une polarité de champ par hémisphère. Comme pour les étoiles de masse intermédiaire (§ 3.5.2), le champ magnétique n'évolue quasiment pas entre les différentes séries d'observations. Les données obtenues pour WX UMa entre 2006 et 2009 démontrent ainsi que la composante à grande échelle du champ magnétique de ce type d'étoile n'évolue pas de manière importante sur une durée de trois ans. Dans le cas de DX Cnc, GJ 1245 B, GJ 1156 et GJ 3622, les topologies magnétiques ont des caractéristiques proches de celles des étoiles M partiellement convectives présentées en § 3.5.1. Les flux magnétiques correspondant sont compris entre 50 et 200 G. Excepté pour GJ 3622, la composante toroïdale est significative (notamment pour DX Cnc), et le champ est généralement plus complexe qu'un simple dipôle. À l'exception de GJ 3622, la variabilité temporelle des topologies magnétiques de ces étoiles est importante, notamment dans le cas de GJ 1245 B : le flux magnétique reconstruit varie d'un facteur trois entre 2007 et 2008.

3.6 Flux magnétiques et échelles caractéristiques du champ

L'évolution du flux magnétique à grande échelle reconstruit en fonction du nombre de Rossby est présentée en figure 3.14a pour l'ensemble de l'échantillon étudié. Pour les étoiles de masse $M_\star > 0.5 M_\odot$, on constate que le flux magnétique augmente lorsque le nombre de Rossby diminue, jusqu'à atteindre un niveau de saturation — à environ 200 G — pour $Ro < 0.2$. Les deux étoiles les moins massives du sous-échantillon de masse intermédiaire, CE Boo et AD Leo, semblent appartenir à la même courbe d'évolution du flux magnétique en fonction du Rossby. La première appartient au régime dans lequel le champ croît vers les Rossby faibles et la seconde au régime saturé.

Les valeurs de flux magnétiques à grande échelle que j'ai déduits de l'imagerie Zeeman-Doppler pour les cinq autres étoiles du sous-échantillon $0.2 < M_\star < 0.5 M_\odot$ sont toutes de l'ordre de 600 G, aucune évolution nette en fonction de la rotation n'est observée. Ces

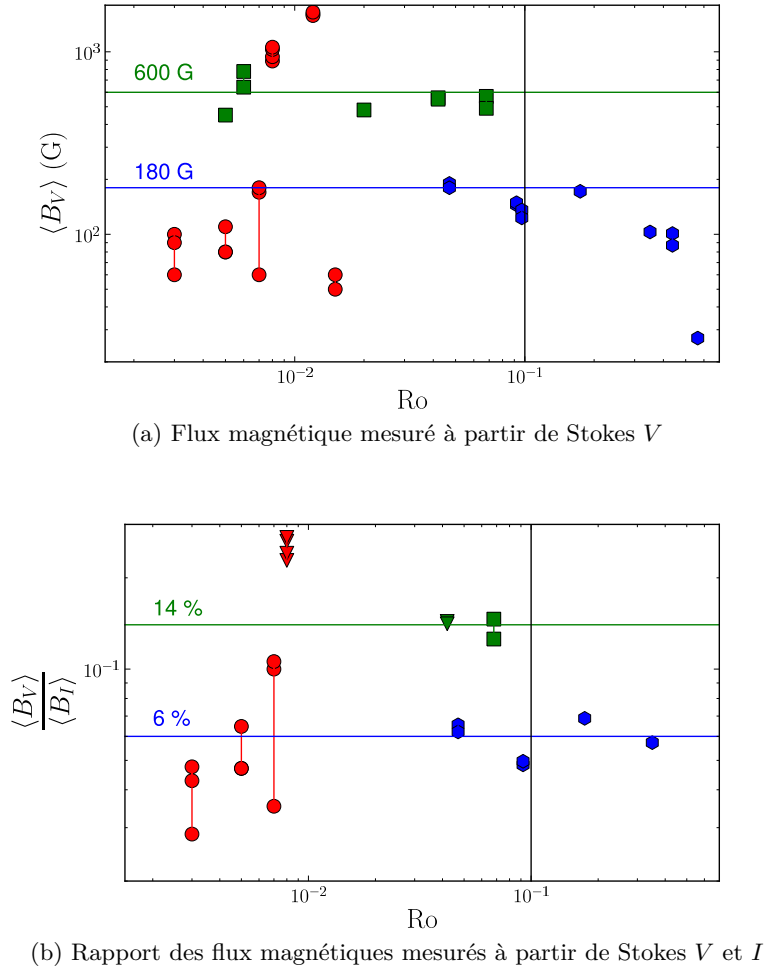


FIGURE 3.14 – Évolution du flux magnétique en fonction du nombre de Rossby. (a) Flux magnétique à grande échelle reconstruit par imagerie Zeeman-Doppler à partir de spectres polarisés (*cf.* § 3.5). (b) Rapport du flux à grande échelle et du flux total (lorsque les données sont disponibles). Ce dernier est mesuré à partir de spectres en lumière non polarisée (voir la table 3.1 pour les valeurs et les références). Les symboles différencient les étoiles par catégorie de masse : hexagones bleus pour $M_\star > 0.5 M_\odot$ (§ 3.5.1), carrés verts pour $0.2 < M_\star < 0.5 M_\odot$ (§ 3.5.2), et cercles rouges pour $M_\star < 0.2 M_\odot$ (§ 3.5.3). Les triangles indiquent des valeurs limites. Lorsque plusieurs observations spectropolarimétriques sont disponibles pour une même étoile, les points correspondants sont reliés entre eux.

étoiles, dont les Rossby s'échelonnent sur plus d'un ordre de grandeur (de 5.10^{-3} à 7.10^{-2}), sont donc dans un régime saturé de la dynamo (du moins en ce qui concerne la génération de champ à grande échelle), le flux magnétique étant indépendant du taux de rotation. Nous remarquons que du fait de temps de retournement convectifs beaucoup plus long que dans la zone convective du Soleil, une étoile telle qu'EV Lac ayant une période de rotation de 4.4 jours se trouve déjà dans le régime saturé. Sur la figure 3.14a une rupture entre ces cinq étoiles et celles plus massives est visible. À nombre de Rossby équivalent les étoiles entièrement convectives semblent capables de générer un champ magnétique à grande échelle plus intense.

L'existence de deux catégories d'étoiles distinctes dans le domaine de masse $M_\star < 0.2 M_\odot$ est bien visible sur la figure 3.14a. GJ 51 et WX UMa génèrent un champ encore plus intense que le niveau de saturation observé pour les étoiles de masse $0.2 < M_\star < 0.4 M_\odot$, tandis que pour les étoiles de la seconde catégorie nous mesurons des flux magnétiques plus faibles d'un facteur dix, alors que les nombres de Rossby sont similaires.

Parmi les champs magnétiques reconstruits au sein de l'échantillon, il est possible de distinguer deux types : poloïdal axisymétrique fort et non-axisymétrique faible avec une composante toroïdale. Nous avons montré en § 3.5 que la répartition d'énergie magnétique entre les échelles spatiales résolues par le processus d'imagerie était différente pour ces deux types de champ. Pour le premier, l'énergie est concentrée dans les modes de bas degré (champ quasi-dipolaire), tandis que pour le second la contribution des modes de plus haut degré n'est pas négligeable. Mais qu'en est-il pour les échelles spatiales plus petites, non résolues par l'imagerie tomographique ?

Le flux magnétique total est accessible à partir de spectres en lumière non polarisée, en mesurant l'élargissement Zeeman (§ 2.2.1). Les mesures disponibles ne couvrent qu'une partie de notre échantillon (quinze étoiles), les valeurs et les sources sont mentionnées dans la table 3.1. L'évolution du rapport du flux magnétique à grande échelle sur le flux total, en fonction du Rossby est présentée en Fig. 3.14b. On constate qu'une part importante du flux magnétique — plus de 80 % — réside dans les petites échelles spatiales pour toutes les étoiles de l'échantillon. Comme pour la figure 3.14a, on observe une différence significative entre les étoiles de masse $M_\star > 0.4 M_\odot$ et $0.2 < M_\star < 0.4 M_\odot$. Pour les premières, le flux magnétique à grande échelle représente $\sim 6\%$ du flux total, contre $\sim 14\%$ pour le second groupe. Pour le sous-échantillon de très faible masse, la séparation en deux catégories est à nouveau bien visible. Les étoiles au champ faible non-axisymétrique présentent des fractions de champ à grande échelle similaires à celles des étoiles de masse $M_\star > 0.4 M_\odot$.

Ainsi, le type de topologie magnétique à grande échelle semble lié à la fraction d'énergie magnétique à grande échelle. C'est le cas dans tout notre échantillon, excepté pour AD Leo et CE Boo, les deux étoiles de masse $0.4 < M_\star < 0.5 M_\odot$. Cette gamme de masses semble correspondre à une transition, les champs magnétiques possédant des propriétés mixtes entre les étoiles de plus $0.5 M_\odot$ et celles de moins de $0.4 M_\odot$ (topologie poloïdale axisymétrique quasi-dipolaire, mais faible fraction d'énergie magnétique à grande échelle). Les modèles de structure interne indiquent que la taille du cœur radiatif diminue rapidement dans cette gamme de masses, ce qui pourrait être à l'origine de la transition observée.

3.7 Synthèse des observations

Les résultats de notre étude des topologies magnétiques des naines M sont résumés dans la figure 3.15 (et la table B.3 en annexe). Les principales propriétés de la composante à grande échelle du champ magnétique des étoiles observées y sont représentées dans la plan masse-période de rotation, qui sont les deux paramètres stellaires fondamentaux pour l'étude de la dynamo. Pour chaque étoile un symbole matérialise ces propriétés : la taille représente l'énergie magnétique reconstruite, la forme le degré d'axisymétrie et la couleur la répartition entre les composantes poloïdale et toroïdale (voir la légende de la figure).

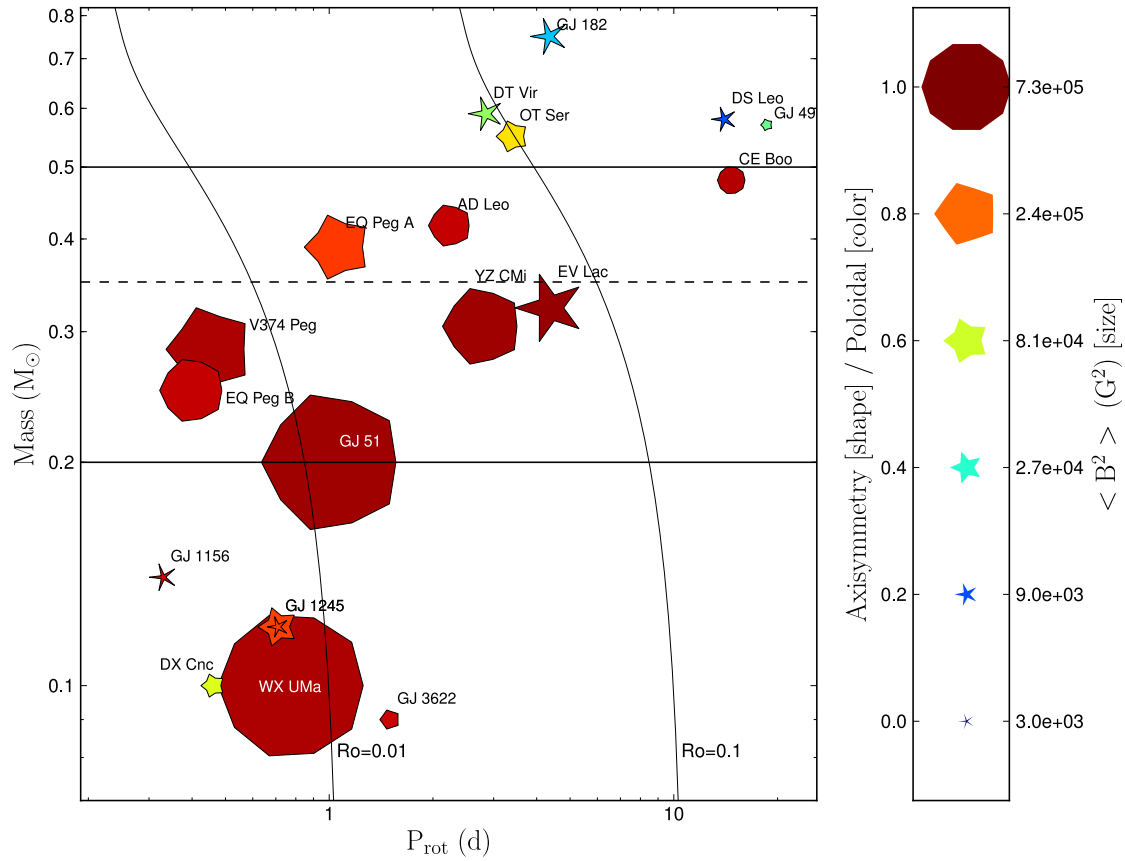


FIGURE 3.15 – Propriétés de la composante à grande échelle des topologies magnétiques de l'échantillon, en fonction de la masse et de la période de rotation. La taille des symboles représente l'énergie magnétique reconstruite, leur couleur la répartition de cette énergie entre les composantes toroïdale et poloïdale (de bleu foncé pour un champ purement toroïdal à rouge foncé pour un champ purement poloïdal), et leur forme traduit le degré d'axisymétrie (d'une étoile aux branches effilées pour un champ purement non-axisymétrique à un décagone régulier pour un champ purement axisymétrique, l'indicateur considéré pour l'axisymétrie est la fraction de l'énergie magnétique poloïdale reconstruite dans les modes tels que $m > \ell/2$). La ligne horizontale pointillée matérialise la masse théorique de la transition vers une structure interne entièrement convective ($0.35 M_{\odot}$). Les lignes rouges horizontales délimitent les trois groupes d'étoiles définis en § 3.5. Les deux courbes quasi verticales en trait fin représentent des lignes de nombre de Rossby constant. Les valeurs $Ro=0.1$ et $Ro=0.01$ correspondent approximativement aux niveaux de saturation et de super-saturation observés dans les études rotation-activité (*cf.* § 1.3.1).

On peut distinguer trois groupes d'étoiles selon les propriétés de leurs topologies magnétiques (présentées en § 3.5.1, 3.5.2, et 3.5.3). Ces groupes sont apparemment déterminés uniquement par la masse des étoiles. Ainsi au-dessus de $0.5 M_{\odot}$, on observe des champs magnétiques peu intenses, non-axisymétriques et présentant une composante toroïdale significative, voire prépondérante. De plus ces champs magnétiques évoluent en l'espace de quelques mois. Entre 0.2 et $0.5 M_{\odot}$, les topologies magnétiques à grande échelle sont poloïdales axisymétriques avec une très forte composante dipolaire et stables sur plusieurs années. Les champs mesurés en spectropolarimétrie sont en outre très intenses. Pour des masses inférieures à $0.2 M_{\odot}$, on observe deux types de comportement radicalement différents sans qu'il soit possible de séparer ces deux catégories d'étoiles dans le plan masse-période. Alors que cinq étoiles de ce sous-échantillon présentent des topologies magnétiques similaires à celles de masse $0.2 < M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$, les six autres ont des champs très faibles avec des propriétés proches des étoiles de types spectraux M précoces (ces nombres incluent les cinq étoiles GJ 1154 A, GJ 1224, CN Leo, VB 8 et VB 10, non représentées sur la figure 3.15, cf. § 3.5.3). Notamment, les étoiles WX UMa d'une part, et DX Cnc et GJ 1245 B d'autre part, présentent ces deux types de champs magnétiques alors que leurs paramètres stellaires sont quasi-identiques.

La fraction de flux magnétique à grande échelle (*i.e.* la fraction détectable dans les spectres polarisés, cf. § 3.6) est fortement liée au type de topologie observée : à un champ fort poloïdal axisymétrique quasi-dipolaire correspond une fraction plus importante de champ à grande échelle : $\sim 14\%$, contre $\sim 6\%$ pour les champs faibles non-axisymétriques avec une composante toroïdale. Seules les étoiles CE Boo et AD Leo font exception à cette règle, puisqu'elles possèdent un champ dipolaire mais la fraction de champ à grande échelle est de seulement 6% . La transition observée entre les deux types de topologies magnétiques à $0.5 M_{\odot}$ est très abrupte, et coïncide avec la rapide diminution de la taille relative du cœur radiatif prédite par les modèles d'évolution stellaire (*e.g.*, [Siess et al. 2000](#)). Mais en ce qui concerne les échelles spatiales caractéristiques du champ, la transition n'a lieu qu'à $0.4 M_{\odot}$.

Contrairement à cette première transition correspondant au passage à une structure interne entièrement convective, la seconde (observée vers $0.2 M_{\odot}$) est inattendue. Il est de plus surprenant que l'on observe des champs magnétiques aussi différents sur des étoiles ayant des masses et taux de rotations aussi proches. Plusieurs interprétations peuvent expliquer ce constat : par exemple, l'influence d'un paramètre autre que la masse et la période de rotation, et qui n'a pas été pris en compte ici. On peut également supposer que le champ magnétique de ces étoiles de très faible masse peut basculer entre les deux états observés. Le fait que l'on observe autant d'étoiles dans chaque état indiquerait alors qu'elles passent autant de temps dans chacune de ces configurations magnétiques. Nous n'observons par contre aucune étoile dans un état intermédiaire suggérant que le basculement entre ces deux états serait rapide.

Les champs magnétiques intenses que nous observons sur les étoiles M actives ont un impact sur la structure de l'étoile. En effet, pour une fraction significative (7 sur 23) des étoiles observées on constate que le $R \sin i$ déduit des observations est supérieur au rayon théorique prédit par les modèles de structure interne (malgré le facteur de projection), et ce dans les trois groupes d'étoiles que nous avons différenciés. Cet effet a également été observé par [Ribas \(2006\)](#) et [Morales et al. \(2008\)](#) sur des binaires à éclipse actives (pour lesquelles il est possible de mesurer précisément la masse et le rayon). L'approche phénoménologique de [Chabrier et al. \(2007\)](#) montre que l'inhibition de la convection stellaire par un champ magnétique intense permet de rendre compte de ces observations.

Pour huit étoiles de notre échantillon, nous avons pu obtenir une contrainte sur la rotation différentielle de surface. Parmi ces huit étoiles, il existe un lien systématique entre un champ à grande échelle fort et dipolaire et un très faible niveau de rotation différentielle. Cela suggère qu'un tel champ magnétique est capable de rétroagir sur les mouvements

de fluides dans l'étoile et de geler la rotation différentielle. Les simulations numériques de dynamo menées par [Browning \(2008\)](#) mettent en évidence une telle inhibition de la rotation différentielle : le champ magnétique intense généré par la dynamo s'oppose à la redistribution de moment cinétique par le tenseur de Reynolds (*cf.* § 4.2.2). En revanche, dans le cas des naines M de type spectral précoce, la rotation différentielle latitudinale est du même ordre de grandeur que ce qui est observé sur le Soleil ($\sim 65 \text{ mrad.jr}^{-1}$) et déforme significativement le champ magnétique photosphérique en quelques semaines. La rotation différentielle des naines M de types spectraux tardifs est encore à étudier, nos données ne permettant pas de contraindre efficacement ce paramètre.

Simulations numériques de dynamo

Sommaire

4.1	L'approche DNS pour l'étude de la dynamo stellaire	78
4.1.1	Intérêt des DNS	78
4.1.2	Contraintes inhérentes aux DNS	78
4.1.3	Comparaison des approches SIB et SPH	81
4.2	Résultats des précédentes simulations d'étoiles entièrement convectives	82
4.2.1	Dobler <i>et al.</i> (2006) en SIB	82
4.2.2	Browning (2008) en SPH	84
4.3	Modèle SIB utilisé	87
4.3.1	Le Pencil Code	87
4.3.2	Équations du problème	88
4.3.3	Modèle d'équilibre	89
4.3.4	Conditions aux limites et initiales	90
4.3.5	Analyse des données de simulation	90
4.4	Premiers résultats	91
4.4.1	Paramètres de simulation	91
4.4.2	Propriétés de l'écoulement	91
4.4.3	Génération du champ magnétique	93
4.4.4	Propriétés du champ magnétique à grande échelle	94
4.4.5	Impact du taux de rotation	95

Dans ce chapitre nous présentons les simulations numériques directes de la dynamo d'étoiles entièrement convectives. L'intérêt de ce type d'approche pour l'étude de la dynamo stellaire ainsi que ses limitations pratiques sont tout d'abord analysés. Nous détaillons ensuite les résultats des précédentes simulations MHD 3-D de la dynamo de naines M entièrement convectives. La troisième partie présente le modèle utilisé pour les simulations réalisées lors de mon travail de thèse, et la quatrième partie résume les premiers résultats obtenus.

4.1 L'approche DNS pour l'étude de la dynamo stellaire

L'augmentation considérable de la puissance de calcul des ordinateurs ces dernières décennies (augmentation exponentielle d'après la loi de Moore) permet d'utiliser l'approche DNS (*Direct Numerical Simulation* ou simulation numérique directe, en français) pour étudier la génération des champs magnétiques stellaires par effet dynamo. Cette approche consiste à simuler l'évolution temporelle d'un système, régie par un ensemble d'équations donné, pour un jeu de conditions initiales et conditions aux limites fixées. Le système est limité dans l'espace et le temps, et son comportement est étudié avec des résolutions spatiales et temporelles finies.

4.1.1 Intérêt des DNS

Les équations régissant la génération de champ magnétique par effet dynamo sont fortement non-linéaires, notamment du fait de la rétroaction du champ magnétique induit sur le fluide par le biais de la force de Lorentz. De plus, la dynamo étant un phénomène essentiellement tridimensionnel, il n'est pas possible de se contenter d'une approche 2-D, même en première approximation. Ainsi, un traitement analytique ou semi-analytique ne peut se faire que sous certaines hypothèses simplificatrices fortes. Par exemple, dans les modèles de champ moyen (*cf.* § 1.2.2) les composantes axisymétrique et non-axisymétrique des champs physiques considérés sont traitées séparément. Et le terme source du champ poloidal (effet α) ainsi que son inhibition (α -*quenching*) par le champ magnétique sont prescrits de manière *ad hoc*. Ces modèles permettent ainsi d'étudier la croissance éventuelle du champ magnétique et donc la possibilité qu'un champ à grande échelle soit généré, mais pas l'intensité du champ une fois la saturation atteinte.

L'intérêt des DNS est de pouvoir aborder un phénomène aussi complexe que la dynamo dans sa globalité (du moins en intégrant les phénomènes physiques qui semblent pertinents pour ce problème). Notamment, les interactions entre l'écoulement du fluide et le champ magnétique induit sont traitées de manière auto-cohérente (uniquement au travers des équations de la MHD), sans faire d'hypothèse particulière. Il est ainsi possible d'étudier la dépendance de l'énergie magnétique et de la topologie du champ magnétique (une fois la saturation de la dynamo atteinte) en fonction des divers paramètres caractéristiques de la simulation.

4.1.2 Contraintes inhérentes aux DNS

Ordres de grandeur

La contrepartie de cette approche réside dans le fait que toutes les grandeurs physiques traitées sont échantillonnées dans l'espace et dans le temps. Ainsi, aucun phénomène physique dont l'échelle spatiale (temporelle) caractéristique est inférieure au pas de grille (de temps) ne peut être traité par la simulation. Or, dans les systèmes astrophysiques, les nombres caractéristiques de l'écoulement (*e.g.*, Re , Pe , Rm) ont des valeurs très différentes (plusieurs ordres de grandeur) les uns des autres, ce qui conduit à des échelles spatiales et des temps caractéristiques très différents pour les phénomènes physiques associés (*e.g.*, viscosité, diffusion radiative, dissipation ohmique). De plus, chacun de ces nombres caractéristiques varie sur plusieurs ordres de grandeur dans les domaines à simuler, ce qui accroît encore la difficulté (la table 4.1 présente quelques exemples de nombres caractéristiques dans la zone convective solaire). Or, malgré la performance des supercalculateurs actuels, les échelles spatiales accessibles sont limitées par des résolutions inférieures à 1024^3 (dans les meilleurs cas), et les échelles temporelles par des temps de calcul qui doivent rester raisonnables (de l'ordre de la semaine).

	ν (cm ² .s ⁻¹)	χ (cm ² .s ⁻¹)	η (cm ² .s ⁻¹)	H_p (km)	u_{turb} (km.s ⁻¹)	Re	Pe	Rm	Ra
Surf.	1	10 ¹⁰	10 ⁷	10 ³	1	10 ¹³	10 ³	10 ⁶	10 ¹⁶
BCZ	10 ⁴	10 ⁷	10 ⁸	10 ⁵	0.1	10 ¹⁰	10 ⁷	10 ⁶	10 ²⁰

TABLE 4.1 – Ordres de grandeur typiques dans le Soleil. D'après [Brandenburg et al. \(2000\)](#), [Brandenburg \(2005\)](#), [Miesch \(2005\)](#), et [Ossendrijver \(2003\)](#). La première ligne se rapporte à la photosphère, la seconde au bas de la zone convective.

Contraintes sur l'échantillonnage des simulations

Les nombres sans dimension Re, Pe et Rm indiquent l'importance relative de l'advection par rapport aux phénomènes diffusifs (viscosité, diffusion radiative, et dissipation ohmique respectivement). Ils caractérisent également les échelles de dissipation associées (*i.e.* la taille des plus petits tourbillons dans le cas du Re). Ces échelles sont résolues par la simulation numérique si les nombres caractéristiques associés à la grille, c'est-à-dire :

$$N_{\text{grille}} = \frac{U \delta x_{\text{max}}}{D}, \quad (4.1)$$

sont inférieurs à quelques unités, avec les nombres $N \in \{\text{Re}; \text{Pe}; \text{Rm}\}$ correspondants respectivement aux diffusivités $D \in \{\nu, \chi, \eta\}$, et où $\delta x_{\text{max}} = \max(\delta x, \delta y, \delta z)$ sont les pas de grille dans les trois directions spatiales. La valeur précise des nombres de grille maximaux admissibles dépend du problème traité. Si cette condition n'est pas respectée, des oscillations à haute fréquence spatiale (à l'échelle de la grille) apparaissent, rendant le schéma numérique instable.

Une contrainte similaire existe sur le pas de temps de la simulation, en fonction des temps caractéristiques physiques. De ce point de vue, il existe une différence importante selon le type de code numérique utilisé. En effet, pour la résolution numérique d'équations aux dérivées partielles dépendantes du temps, le schéma numérique d'évolution temporelle peut être explicite ou implicite, selon que le calcul des grandeurs physiques au pas de temps t_{n+1} dépend explicitement ou non de leurs valeurs au pas de temps précédent t_n . Dans le cas d'un schéma implicite, le pas de temps de la simulation peut être plus grand que les temps caractéristiques de certains des phénomènes physiques du problème. Ces phénomènes ne sont alors pas traités de manière correcte dans la simulation, mais le calcul des processus physiques dont le temps caractéristique est plus grand que le pas de temps de la simulation n'est pas affecté. Au contraire, pour un schéma explicite, la condition (nécessaire mais non suffisante) de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL, [Courant et al. 1928](#)) impose un pas de temps maximal, lié aux temps physiques par :

$$\delta t_{\text{simu}} \leq \min \left(c_{\mathcal{A}} \frac{\delta x_{\min}}{U_{\max}}, c_{\mathcal{A},v} \frac{\delta x_{\min}^2}{D_{\max}} \right), \quad \text{où} \quad \begin{cases} \delta x_{\min} = \min(\delta x, \delta y, \delta z), \\ U_{\max} = \max \left(\|\mathbf{u}\| + \sqrt{c_s^2 + v_a^2} \right) \\ D_{\max} = \max(\nu, \chi, \eta), \end{cases} \quad (4.2)$$

où $c_{\mathcal{A}}$ et $c_{\mathcal{A},v}$ sont des coefficients à fixer (généralement inférieurs à l'unité), et où la valeur de δt_{simu} est recalculée à chaque pas de temps. Si cette condition n'est pas remplie on observe des oscillations à haute fréquence spatiale (à l'échelle de la grille), et le schéma numérique peut devenir instable.

Ces deux contraintes sur l'échantillonnage spatial et temporel des simulations numériques en fonction notamment des coefficients de diffusivité prescrits limitent le domaine des paramètres physiques accessibles dans ce type d'approche.

RaPr	Ma	$\frac{L_\star}{L_\odot}$	Pe	faisabilité
10^6	10^{-1}	10^9	10	«trivial»
10^{12}	10^{-2}	10^6	10^3	réalisable
10^{18}	10^{-3}	10^3	10^5	non réalisable
10^{24}	10^{-4}	1	10^7	valeurs solaires

TABLE 4.2 – Ordres de grandeur des nombres caractéristiques accessibles dans les simulations numériques. Table traduite d’après [Brandenburg *et al.* \(2000\)](#).

Relaxation thermique des simulations

Le temps caractéristique de relaxation d’une perturbation thermique est donné par le temps de Kelvin-Helmholtz :

$$\tau_{KH} = \frac{E_{therm.}}{F_{rad} + F_{conv}}, \quad (4.3)$$

où $E_{therm.}$ est la densité d’énergie thermique et où les flux autres que radiatif et convectif sont négligés. Or, entre la surface solaire et le bas de la zone convective, par exemple, le rapport entre τ_{KH} et le temps de retournement convectif τ_c varie de 10^2 à 10^7 , soit un facteur 10^5 . Ainsi, étudier dans une simulation les phénomènes liés à la convection tout en assurant que les perturbations thermiques sont relaxées n’est pas possible directement ([Chan & Sofia 1986](#)). On peut imaginer contourner ce problème en imposant un état initial proche de la relaxation thermique. Ou bien en utilisant un code implicite, il est possible de faire évoluer la simulation avec un pas de temps compatible avec τ_{KH} jusqu’à obtention de la relaxation thermique, puis d’étudier la convection et la dynamo en adaptant le pas de temps. Ces approches sont généralement mises en échec par l’apparition de nouvelles perturbations de température, et les simulations ainsi réalisées ne sont pas relaxées thermiquement, c’est-à-dire que la somme des flux de chaleur intégrée sur une surface sphérique n’est pas égale à la luminosité stellaire, ce qui modifie notamment la convection simulée.

La solution employée consiste donc à utiliser des paramètres stellaires non réalistes, de telle manière que le rapport τ_{KH}/τ_c soit ramené à une valeur réalisable dans la simulation (*e.g.*, de l’ordre de 10–100). Un calcul aux ordres de grandeur montre que :

$$\frac{\tau_{KH}}{\tau_c} \propto \text{Pe} \propto (\text{RaPr})^{\frac{1}{3}} \propto L_\star. \quad (4.4)$$

Ainsi, afin d’étudier la convection dans milieu thermiquement relaxé dans l’approche DNS, il est nécessaire de surestimer la luminosité stellaire, ce qui revient également à diminuer le nombre de Rayleigh, et donc à réaliser une convection moins turbulente. La table 4.2 présente les ordres de grandeurs accessibles aux DNS.

Diffusivités turbulentes et lois d’échelle

Les contraintes numériques sur la viscosité de grille (§ 4.1.2) ainsi que sur la relaxation thermique (§ 4.1.2) imposent de réaliser des simulations avec des diffusivités microscopiques nettement supérieures aux valeurs réelles. Il est donc légitime de se demander dans quelle mesure ces simulations numériques sont comparables aux objets astrophysiques qu’elles sont supposées représenter. Il est important de noter que bien que les nombres de Reynolds (fluide et magnétique) et de Péclet soient très élevés, il n’est pas possible de négliger les effets diffusifs (*i.e.* considérer que ces nombres sont infinis). En effet, les écoulements considérés sont fortement turbulents, et d’un point de vue énergétique les phénomènes de dissipation peuvent avoir une contribution importante.

L’un des principaux résultats de la théorie de la turbulence de [Kolmogorov \(1941\)](#) est que les structures à grande échelle spatiale dépendent fortement de la géométrie du problème, alors que les plus petites échelles sont «plus universelles». L’approche LES

(*large eddy simulation*) tire parti de ceci en séparant l'écoulement à grande échelle qui est directement simulé, de l'écoulement à petite échelle traité par un modèle de sous-maille (SGS, *sub-grid scale*). Dans les DNS astrophysiques, on considère généralement que les diffusivités exagérées employées correspondent à des diffusivités turbulentes (et non aux diffusivités microscopiques, propriétés intrinsèques du fluide considéré), ce qui peut être considéré comme un modèle SGS rudimentaire.

Ainsi, dans le cadre de la théorie de Kolmogorov, *i.e.* pour les très grands nombres de Reynolds, le transport moyen de quantité de mouvement dans l'écoulement turbulent est indépendant de la valeur de la viscosité microscopique. De manière analogue, Galsgaard & Nordlund (1996) ont montré que dans le cas MHD à faible β (*i.e.* lorsque la pression magnétique est plus grande que la pression cinétique) la dissipation par effet Joule est également indépendante de la diffusivité magnétique microscopique η . Cependant ces résultats ne sont valides que dans le régime où l'écoulement simulé est suffisamment turbulent. Les simulations numériques de convection dans une coquille sphérique (dans le cadre de la géophysique) réalisées par Christensen (2002) indiquent que ce régime asymptotique peut être atteint avec les moyens de calcul actuels. L'étude d'un grand nombre de simulations de géodynamo par Christensen & Aubert (2006) indique également que les propriétés du champ magnétique généré (notamment l'énergie magnétique) sont quasi-indépendantes des diffusivités microscopiques (dès lors que l'on est dans un régime où le Rm est suffisamment élevé). Ces résultats indiquent que les DNS à haute résolution permettent d'étudier la génération de champ magnétique par effet dynamo dans le Soleil, les étoiles complètement convectives, ou les planètes, et d'en déduire des lois d'échelle potentiellement valides dans les régimes de paramètres correspondants à ces objets.

4.1.3 Comparaison des approches SIB et SPH

Nous présentons ici les principales différences entre les deux approches qui ont été proposées pour la réalisation de simulations numériques directes de l'effet dynamo dans les étoiles entièrement convectives. L'approche SPH, *i.e.* en géométrie sphérique et basée sur des méthodes numériques spectrales, semble la plus naturelle pour aborder la simulation globale d'une étoile. La surface de l'étoile est alors directement surface de coordonnées, il est donc possible d'y prescrire simplement des conditions aux limites. De plus, les méthodes spectrales présentent l'avantage d'une très grande précision de calcul. En revanche, le centre de l'étoile étant un point singulier du système de coordonnées, il est nécessaire d'exclure de la simulation le voisinage de ce point : le domaine de simulation est une coquille sphérique. Il n'est donc pas possible de simuler une étoile *stricto sensu* entièrement convective, puisque les panaches de matière seront arrêtés avant le centre de l'étoile. Les méthodes spectrales sont aussi handicapées par les termes non-linéaires qui requièrent des transformations — coûteuses en temps de calcul — de l'espace spectral vers l'espace physique et réciproquement. De plus, la parallélisation de ces schémas numériques est délicate du fait de la nécessité de transposer des matrices 3-D de dimensions élevées.

Une alternative consiste à simuler, en géométrie cartésienne, une étoile englobée dans une boîte cubique. Cette approche, baptisée *star-in-a-box* (SIB), a été proposée initialement par Freytag *et al.* (2002) pour la simulation de la convection à la surface de Bételgeuse. Le domaine de simulation comprend alors l'intégralité de l'étoile, du centre jusqu'à la surface, et même au-delà¹. Afin de reproduire la surface stellaire, il est alors nécessaire d'introduire un terme de refroidissement qui « absorbe » l'énergie radiative émergente (*cf.* § 4.3.4). L'emploi de différences finies d'ordre élevé permet en outre d'obtenir un code facilement adaptable à une architecture de calcul massivement parallèle, au prix d'une précision de calcul moindre qu'avec les méthodes spectrales.

1. bien que pour des raisons numériques il soit impossible de simuler le saut de densité ou le chauffage chromosphérique dans ce type simulation globale.

Simu.	Résol.	ν	χ	η	L_*	Ω_0	λ	$u_{rms}^{kin}/u_{rms}^{sat}$	B_{rms}^{sat}	$\frac{B_{rms}^{sat}}{u_{rms}^{sat}}$	Re	Rm
1a	128 ³	6×10^{-4}	4×10^{-4}	3×10^{-4}	0.02	0.2	0.017	0.173 / 0.164	0.020	0.12	273	547
1b	256 ³	4×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-4}	0.02	0.2	0.043	0.184 / ...	0.028	0.18	388	775
1c	256 ³	4×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-4}	0.01	0.2		... / 0.130	0.023	0.18	325	650
2a	128 ³	8×10^{-4}	8×10^{-4}	4×10^{-4}	0.02	0.0	0.009	0.239 / 0.233	0.018	0.08	291	583
2b	128 ³	8×10^{-4}	8×10^{-4}	4×10^{-4}	0.02	0.5	0.017	0.213 / 0.185	0.046	0.25	231	463
2c	128 ³	8×10^{-4}	8×10^{-4}	4×10^{-4}	0.02	2.0	0.021	0.158 / 0.129	0.068	0.53	161	323
2d	128 ³	8×10^{-4}	8×10^{-4}	4×10^{-4}	0.02	5.0	0.036	0.112 / 0.087	0.099	1.14	109	218
2e	128 ³	8×10^{-4}	8×10^{-4}	4×10^{-4}	0.02	10.0	0.038	0.086 / 0.068	0.105	1.54	85	170

TABLE 4.3 – Dobler *et al.* (2006) : paramètres physiques des simulations. En colonne 8, λ est le taux de croissance de la dynamo. Dans les colonnes 9–11, les exposants *kin* et *sat* renvoient respectivement aux valeurs durant la phase de croissance cinématique et durant la phase saturée de la dynamo.

4.2 Résultats des précédentes simulations d'étoiles entièrement convectives

4.2.1 Dobler et al. (2006) en SIB

Nous présentons les travaux de Dobler *et al.* (2006) (DSB06, dans la suite) qui ont réalisé les premières simulations numériques directes de la dynamo d'une étoile complètement convective (si l'on excepte les simulations du cœur convectif d'étoile A par Brun *et al.* 2005). À partir de huit simulations en géométrie cartésienne, le comportement de la dynamo dans une étoile dépourvue de zone de radiative est étudié. Notamment, les propriétés du champ magnétique et du champ de vitesse ainsi que leurs dépendances au taux de rotation sont analysées.

Modèle et paramètres des simulations

Ces simulations sont réalisées avec le PENCIL CODE, le modèle *star-in-a-box* utilisé a servi de base à celui présenté en § 4.3. La principale différence réside dans le calcul du champ de gravitation à l'intérieur de l'étoile pour le modèle d'équilibre qui constitue l'état initial. Alors qu'il est calculé à partir de l'hypothèse d'équilibre radiatif dans notre approche, DSB06 utilisent un modèle isentropique dans lequel le potentiel de gravitation est approximé par un polynôme de Padé, *i.e.* :

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{R_*} \frac{a_0 + a_2 r'^2 + a_3 r'^3}{1 + b_2 r'^2 + b_3^3 + b_4^4}, \text{ où } r' = \frac{r}{R_*}. \quad (4.5)$$

Il est alors nécessaire de déterminer de manière itérative les coefficients a_n et b_n en fonction des valeurs choisies pour la densité et l'entropie au centre de l'étoile.

Ces simulations sont réalisées à des résolutions relativement faibles (128³ et 256³ points de grille). Comme indiqué en § 4.1.2, la luminosité utilisée pour ces simulations est nettement surestimée (d'un facteur $\sim 10^{12}$) par rapport à la luminosité réelle d'une étoile entièrement convective pour des questions de résolution temporelle et spatiale de la simulation. La stratification, *i.e.* le rapport entre la densité au centre et à la surface de l'étoile, est quant à elle égale à cinq, c'est-à-dire sous-estimée d'un facteur vingt. Les valeurs des nombres caractéristiques des simulations sont indiquées dans la table 4.3. La principale différence entre ces différentes simulations est le taux de rotation.

Phase cinématique de la dynamo

Dans les simulations réalisées par DSB06 la convection est vigoureuse et turbulente, cependant l'échelle caractéristique de la convection reste élevée, et l'on n'observe donc que peu de cellules convectives. Comme attendu de l'action de la force de Coriolis, l'hélicité cinétique présente une symétrie hémisphérique (négative dans l'hémisphère nord et positive

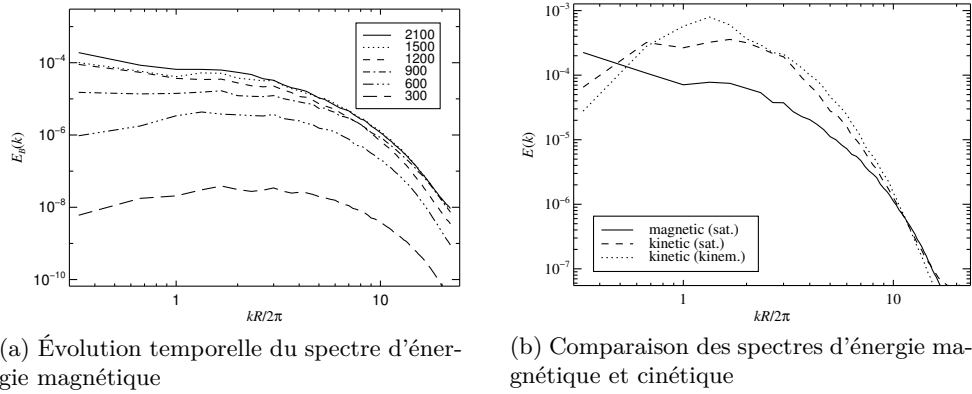


FIGURE 4.1 – Dobler *et al.* (2006), simulation 2c (*cf.* Tab. 4.3). (a) Évolution du spectre d'énergie magnétique pendant la phase cinématique. (b) Comparaison du spectre d'énergie cinétique dans la phase saturée, avec les spectres d'énergie magnétique dans la phase cinématique et dans la phase saturée.

dans l'hémisphère sud). En considérant que l'hélicité cinétique contribue à la production d'une force électromotrice turbulente (effet α), cette distribution est propice à la génération d'un champ magnétique à grande échelle (§ 1.2.2). Dans tous les cas présentés (même en l'absence de rotation) on observe la croissance (phase cinématique) puis la saturation de la dynamo. Le rapport des énergies magnétique et cinétique ainsi que le taux de croissance de la dynamo sont des fonctions croissantes du taux de rotation (*cf.* Tab. 4.3).

L'évolution temporelle des spectres d'énergie magnétique au cours de la phase cinématique montrent deux phases bien distinctes (Fig. 4.1). Dans un premier temps, l'énergie croît de manière identique à toutes les échelles (croissance homothétique du spectre), puis les petites échelles saturent les premières alors que l'énergie magnétique continue à s'accumuler dans les grandes échelles. La comparaison des spectres d'énergie cinétique pendant la phase de croissance du champ et durant la phase saturée montrent également un transfert d'énergie cinétique depuis l'échelle de transport de l'énergie vers les grandes échelles des énergies cinétique et magnétique. On observe donc le phénomène de cascade inverse qui aboutit à un champ magnétique à grande échelle.

Propriétés du champ magnétique dans la phase saturée

La figure 4.2 montre l'impact de la rotation sur le spectre d'énergie magnétique après saturation de la dynamo. Les petites échelles ne sont que peu affectées par la rotation, et une dynamo à petite échelle est obtenue dans le cas sans rotation, et donc sans hélicité cinétique ni rotation différentielle, les deux «ingrédients» des modèles de dynamo stellaire (§ 1.2). Dans les simulations avec rotation, l'énergie magnétique est maximale aux plus grandes échelles spatiales, et cette composante croît fortement avec la rotation. Ainsi la fraction de champ magnétique à grande échelle augmente de manière monotone avec le taux de rotation, jusqu'à atteindre un niveau de saturation : entre les cas $\Omega_0 = 5$ et $\Omega_0 = 10$ on n'observe plus de modification importante du spectre d'énergie magnétique. Il faut bien distinguer ici les deux types de «saturation» évoqués. (i) Pour une simulation donnée, le champ magnétique croît dans un premier temps puis atteint un niveau stable dans lequel la génération et la dissipation de champ s'équilibrent en moyenne, on parle de phase saturée. (ii) Lorsque l'on considère maintenant un ensemble de DNS on constate que l'intensité du champ magnétique dans la phase saturée augmente avec le taux de rotation, jusqu'à un certain seuil. Pour des vitesses angulaires plus élevées, l'énergie magnétique produite par effet dynamo n'augmente plus, on parle de régime saturé de la dynamo, c'est ce qui est observé à partir des mesures d'activité ou des mesures directes de champs

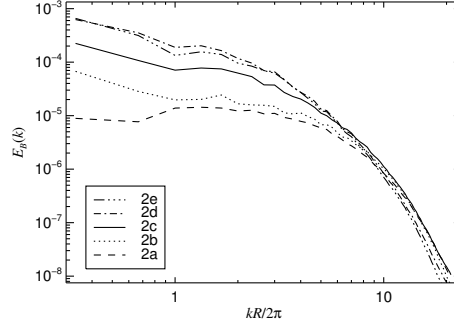


FIGURE 4.2 – Dobler *et al.* (2006) : évolution du spectre d'énergie magnétique dans la phase saturée en fonction du taux de rotation. La numérotation des simulations fait référence à la table 4.3.

Simu.	A	B	C	Bm	Cm	Cm2
Paramètres fixés						
ν (cm ² s ⁻¹)	5.0×10^{11}	2.2×10^{11}	1.0×10^{11}	2.2×10^{11}	1.0×10^{11}	1.0×10^{11}
χ (cm ² s ⁻¹)	2.0×10^{12}	8.8×10^{11}	4.0×10^{11}	8.8×10^{11}	4.0×10^{11}	4.0×10^{11}
η (cm ² s ⁻¹)	–	–	–	2.75×10^{10}	2.0×10^{10}	1.25×10^{10}
P_m	–	–	–	8	8	5
Quantités mesurées						
R_a	3.4×10^5	1.4×10^6	6.5×10^6	1.7×10^6	6.3×10^6	6.0×10^6
R_e	65	120	270	110	210	230
R_m	–	–	–	880	1650	1160
R_o	1.6×10^{-2}	1.3×10^{-2}	1.3×10^{-2}	1.2×10^{-2}	1.0×10^{-2}	1.1×10^{-2}

TABLE 4.4 – Browning (2008) : paramètres physiques des simulations.

magnétiques stellaires (§ 1.3.1 et 3.6).

Pour des taux de rotation faibles, le champ magnétique présente une forte composante quadrupolaire. Le champ de vitesse montre quant à lui une rotation différentielle anti-solaire (*i.e.* un équateur tournant moins vite que les pôles) avec une vitesse angulaire constante sur des cylindres (théorème de Taylor-Proudman, Proudman 1916), ainsi qu'une circulation méridienne composée d'une cellule par hémisphère. Les taux de rotation plus élevés brisent cette symétrie hémisphérique, à la fois dans le champ magnétique et dans le champ de vitesse (Fig. 4.3). Aux taux de rotation les plus élevés correspondent également les fractions de champ poloïdal les plus importantes (bien que la composante poloïdale soit, en valeur relative, plus faible dans le cas à $\Omega_0 = 0.2$ que dans la simulation sans rotation). Enfin, les champs magnétiques générés par effet dynamo dans ces simulations sont stables : en effet, aucune inversion de polarité de la composante à grande échelle (*i.e.* axisymétrique) n'est observé sur des temps de simulation allant jusqu'à $12 \tau_{\text{Ohm}}$.

4.2.2 Browning (2008) en SPH

Les simulations de l'effet dynamo dans les étoiles entièrement convectives réalisées par Browning (2008) (B08 dans la suite) sont présentées dans cette partie. Le code numérique et le modèle diffèrent sensiblement de ceux utilisés par DSB06. Les résultats obtenus ne s'accordent que partiellement avec ceux présentés en § 4.2.1

Modèle et paramètres des simulations

Ces simulations ont été réalisées avec le code de calcul ASH (*Anelastic Spherical Harmonics*). L'évolution du système physique est calculée d'après les équations anélastiques de la MHD, filtrant ainsi les ondes sonores et les modes magnéto-acoustiques rapides. Le

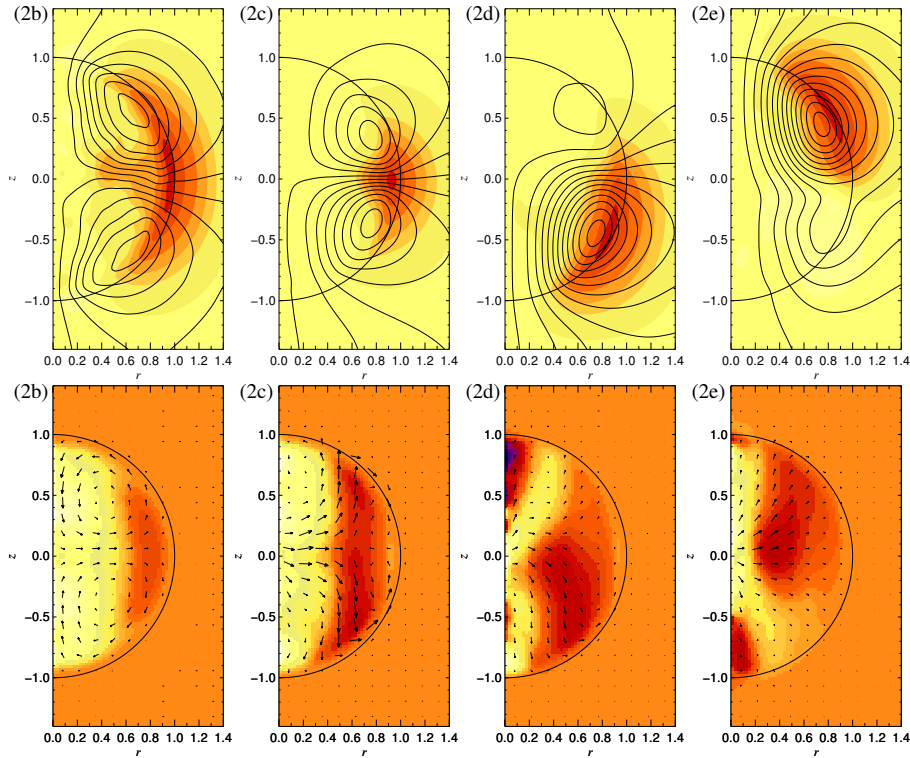


FIGURE 4.3 – Dobler *et al.* (2006) : influence de la rotation sur les composantes axisymétriques de la topologie magnétique (haut), et de l'écoulement (bas). Pour le champ magnétique, les lignes de champ se réfèrent à la composante poloïdale et les contours à la composante toroïdale. Pour le champ de vitesse, les flèches décrivent la circulation méridienne, et les contours la rotation différentielle. La numérotation des simulations fait référence à la table 4.3, les taux de rotation sont (de gauche à droite) : 0.5, 2, 5 et 10.

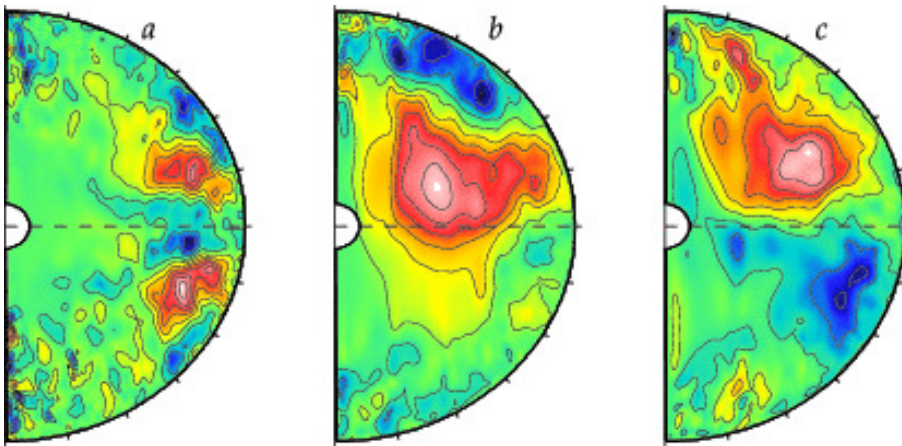


FIGURE 4.4 – Browning (2008) : évolution temporelle de la moyenne azimutale de B_ϕ . (a) pendant la phase cinématique puis (b) et (c) pendant la phase saturée de la dynamo, respectivement 8500 et 11000 jours plus tard. Le rouge et le bleu figurent respectivement les champs de polarités positive (prograde) et négative (rétrograde). Les zones où la composante axisymétrique du champ magnétique azimutal est faible apparaissent en vert.

domaine de simulation est une coquille sphérique s'étendant de 0.08 à 0.96 R_* . Le centre de l'étoile étant singulier pour le système de coordonnées sphériques, il n'est pas traité. La surface est également ignorée car la faible densité dans cette région est source de mouvements de fluide rapides à petite échelle spatiale, difficiles à traiter numériquement. L'état initial est issu d'un modèle d'évolution stellaire 1-D (Chabrier *et al.* 2000). La stratification en densité est ainsi fixée à une valeur réaliste d'environ 100, nettement plus élevée que dans les simulations présentées en § 4.2.1.

Toutes ces simulations sont réalisées à une résolution significativement plus élevée que les précédentes, avec $N_r = 192$ points sur la grille de colocation des polynômes de Tchebychev dans la direction radiale, et des harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre $\ell_{\max} = 340$ dans la direction orthoradiale (soit $N_\theta = 512$ et $N_\phi = 1024$). Les principaux paramètres physiques des simulations réalisées par B08 sont similaires à ceux de DSB06 et sont résumés dans la table 4.4. Le taux de rotation est identique pour toutes les simulations, correspondant à un nombre de Rossby de l'ordre de 10^{-2} . La formulation anélastique des équations permet de «filtrer» les ondes acoustiques et les modes magnéto-acoustiques rapides qui ne sont pas pris en compte dans la simulation. Ainsi le pas de temps est limité par les temps dynamiques, et il est donc possible de simuler une structure interne plus réaliste (avec un plus fort contraste de densité). Un code anélastique permet également de simuler une luminosité stellaire moins exagérée que dans le cas pleinement compressible, tout en respectant la contrainte sur le temps thermique de Kelvin-Helmholtz (*cf.* § 4.1.2). Le régime de paramètre accessible est donc plus réaliste, bien que les diffusivités soient surestimées de dix ordres de grandeurs et que par conséquent l'écoulement reste modérément turbulent ($Re < 1000$).

Propriétés du champ magnétique généré

La stratification est instable dans tout le domaine de simulation, mais la convection est plus turbulente et développe de plus petites échelles dans la partie extérieure de l'étoile. Le contraste de densité élevé, par rapport à DSB06, modifie notablement l'aspect des cellules convectives : on observe une forte asymétrie entre les panaches montants et descendants. Par rapport à ces simulations antérieures, la convection développe de plus petites échelles spatiales et on note un plus grand nombre de cellules convectives (surtout dans la partie externe de l'étoile).

De manière similaire à DSB06, la croissance de l'énergie magnétique pendant la phase cinématique de la dynamo s'accompagne d'une décroissance de l'énergie cinétique. On observe également qu'il y a bien un effet dynamo à grande échelle, dans la mesure où le spectre d'énergie magnétique est maximum aux plus grandes échelles de la boîte, contrairement au spectre d'énergie cinétique. L'énergie magnétique intégrée sur le domaine de simulation est supérieure à l'énergie cinétique (Fig. 4.5), dans la phase saturée de la dynamo, du fait d'un nombre de Rossby plus bas que dans l'étude de DSB06. En revanche, il n'y a pas d'équipartition entre énergies cinétique et magnétique pour un nombre d'onde donné.

Le champ magnétique ainsi généré possède une forte composante axisymétrique, notamment la composante toroïdale axisymétrique représente jusqu'à 20 % de l'énergie magnétique totale. La figure 4.4 montre l'évolution temporelle de cette composante du champ. De même que dans les simulations SIB, le champ magnétique possède une plus forte composante à grande échelle dans la phase saturée que dans la phase de croissance (*cf.* Fig. 4.1a). Enfin, le champ magnétique évolue au cours de la simulation, mais la durée de vie des structures magnétique est élevée. Notamment, sur 25 ans de temps simulé (soit environ deux fois le temps de dissipation ohmique) une seule inversion de polarité de la composante toroïdale axisymétrique est observée.

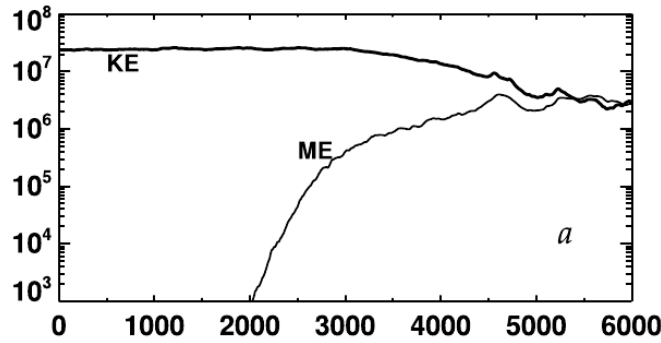


FIGURE 4.5 – Browning (2008) : évolution temporelle des énergies cinétique et magnétique. À partir de $t = 3000$, le champ magnétique atteint un niveau suffisant pour affecter l'écoulement, l'énergie cinétique diminue. Dans la phase saturée ($t > 5000$), la simulation est proche de l'équipartition entre énergies cinétique et magnétique.

Effet du champ magnétique sur la rotation différentielle

Ces simulations de l'effet dynamo dans les étoiles entièrement convectives montrent une nette rétro-action du champ magnétique sur la rotation différentielle par le biais de la force de Lorentz. En effet, lors de la croissance du champ magnétique, la conversion d'énergie cinétique en énergie magnétique se fait essentiellement au détriment de la rotation différentielle. Ainsi, dans la simulation Cm (*cf.* Tab. 4.4), l'énergie cinétique de rotation différentielle représente plus de 80 % de l'énergie cinétique axisymétrique, pendant la phase hydrodynamique, contre moins de 30 % une fois que le champ magnétique a atteint sa valeur maximale. Ainsi, dans le cas C (progéniteur purement hydrodynamique du cas MHD Cm) la composante axisymétrique de la vitesse azimutale est constante sur des cylindres — suivant ainsi le théorème de Taylor-Proudman (Proudman 1916) — et le contraste relatif des taux de rotation vaut $\Delta\Omega/\Omega = 0.22$, *i.e.* proche de la valeur solaire (0.25). Dans le cas Cm, lorsque le champ magnétique a atteint un régime quasi-permanent, ce contraste n'est plus que de 0.02. L'étude des flux de moment cinétique confirme bien que le tenseur de Maxwell est responsable de cette inhibition de la rotation différentielle : en transportant le moment cinétique vers le centre de l'étoile et vers les pôles il s'oppose à l'action du tenseur de Reynolds.

4.3 Modèle SIB utilisé

4.3.1 Le Pencil Code

Le PENCIL CODE (Brandenburg & Dobler 2002) est un code de simulation numérique développé à l'origine, en 2001, pour l'étude de la turbulence MHD. Le projet compte aujourd'hui plus de 150 000 lignes de code et une vingtaine de développeurs principaux à travers le monde. Il est publié sous licence libre GPLv3, les sources sont disponibles par le biais d'un dépôt subversion public². Une conférence annuelle réunit les développeurs ainsi que les principaux utilisateurs afin de débattre de l'avenir du code et de ses applications possibles.

L'architecture modulaire du PENCIL CODE permet son application à de nombreux problèmes. Chaque module (il en existe plus de cinquante) traite un aspect particulier de la physique qu'il est possible de considérer, ou non, dans la simulation. En plus des équations de la MHD, il est ainsi possible de modéliser diverses équations d'état, le transfert radiatif ou encore la présence de particules. Le code a ainsi été utilisé pour de nombreuses appli-

2. <http://code.google.com/p/pencil-code>

cations telles que l'étude de la convection et de l'effet dynamo, dans diverses géométries, ou encore la formation planétaire dans un disque d'accrétion.

Le PENCIL est un code aux différences finies centrées d'ordre six en espace, ce qui permet d'obtenir une bonne précision sur les dérivées sans recourir à des méthodes spectrales, plus coûteuses en temps de calcul. Notamment, l'erreur de phase qui peut être rhédictoire pour des schémas numériques de base degré est ici limitée à un niveau acceptable. Pour l'évolution temporelle de la simulation, un schéma numérique Runge-Kutta d'ordre trois est utilisé. En revanche, ce n'est pas un code conservatif, ce qui signifie que les quantités conservées dans un système physique ne seront conservées au cours de la simulation qu'à la précision du schéma numérique, et non à la précision machine.

Le PENCIL CODE a été conçu pour pouvoir être exécuté sur une architecture de calcul parallèle distribuée. Le calcul des dérivées par différences finies ainsi que l'utilisation de la librairie MPI (*Message Passing Interface*) permettent une très bonne scalabilité³ du code. Celui-ci est donc particulièrement adapté au calcul massivement parallèle.

4.3.2 Équations du problème

L'évolution du gaz contenu dans le domaine de simulation est régi par les équations de la MHD résistive compressible :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D \ln \rho}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{u}, \\ \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \nabla \Phi + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{\rho} + \frac{2\nu}{\rho} \nabla \cdot (\rho \mathbf{S}) - 2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{u} + \mathbf{f}_d, \\ \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}, \\ \rho T \frac{Ds}{Dt} = \mathcal{H} - \mathcal{C} + \nabla \cdot (K \nabla T) + \eta \mu_0 \mathbf{j}^2 + 2\rho \nu \mathbf{S}^2, \end{array} \right. \quad (4.6)$$

où p et ρ sont la pression et la masse volumique du fluide, s et T l'entropie spécifique et la température, et \mathbf{u} la vitesse du fluide. La densité de courant \mathbf{j} , le champ magnétique \mathbf{B} et le potentiel vecteur \mathbf{A} étant reliés par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{j} = \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0}, \\ \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \end{array} \right. \quad (4.7)$$

Le champ magnétique ainsi calculé à partir du potentiel vecteur est à divergence nulle par construction. De plus les équations basées sur \mathbf{A} font intervenir plus de dérivées d'ordre deux que d'ordre un, ce qui est optimal pour la minimisation de l'erreur de phase inhérente aux différences finies (Brandenburg 2003).

Φ est le potentiel gravitationnel, $\boldsymbol{\Omega}_0$ le taux de rotation du référentiel de simulation et \mathbf{f}_d est une force d'amortissement (cf. § 4.3.4). \mathbf{S} est le tenseur des contraintes de trace nulle :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u} \right). \quad (4.8)$$

Les coefficients ν et η représentent la viscosité cinématique et la diffusivité magnétique et sont constants dans tout le domaine de simulation. La diffusivité radiative χ est calculée à partir de $K \equiv \chi \rho c_p$, où la conductivité radiative K est constante. \mathcal{H} et \mathcal{C} sont des termes

3. La scalabilité reflète la capacité d'un code à exploiter la puissance de calcul d'un grand nombre de processeurs. La scalabilité est parfaite lorsque le temps de calcul est inversement proportionnel au nombre de processeurs.

source et puits de chaleur décrits en § 4.3.3. Ce système d'équations est clôturé en faisant l'hypothèse d'un gaz parfait (d'indice adiabatique $\gamma = 5/3$) polytropique, *i.e.* :

$$\begin{cases} \frac{p}{\rho} = \mathcal{R}^* T, \\ \frac{dp}{p} = \left(1 + \frac{1}{m}\right) \frac{d\rho}{\rho}, \end{cases} \quad (4.9)$$

où \mathcal{R}^* est la constante des gaz parfaits et $m = 1$ l'indice polytropique du gaz.

La force centrifuge est négligée dans l'équation de quantité de mouvement. Du fait de la vitesse de rotation exagérée dans la simulation (pour obtenir des nombres de Rossby réalistes, *cf.* § 4.1.2), la force centrifuge ainsi calculée serait irréaliste. Notons que notre approximation n'affecte pas l'équilibre des moments cinétiques dans le domaine de simulation.

Notons enfin que le PENCIL CODE résout les équations de la physique à partir de quantités adimensionnées. En effet, les équations de la MHD sont valables quelque soit le système d'unités considéré, du moment que les unités des différentes grandeurs sont cohérentes entre elles. Ainsi, dans le cas de simulations stellaires, l'échelle de longueur naturelle est le rayon stellaire $[x] = R_*$, la vitesse est rapportée au champ de gravité $[u] = (GM_*/R_*)^{1/2}$, la densité est mesurée en unités de $[\rho] = M_*/R_*^3$, et l'entropie spécifique en $[s] = c_p$. L'unité de temps est alors liée au temps dynamique $[t] = (GM_*/R_*^3)^{1/2}$, la luminosité est mesurée en $[L] = (G^3 M_*^5 / R_*^5)^{1/2}$ et l'unité de champ magnétique est $[B] = [u](\mu_0[\rho])^{1/2} = (\mu_0 G)^{1/2} M_*/R_*^2$.

4.3.3 Modèle d'équilibre

La production d'énergie dans le cœur de l'étoile est modélisée par un terme de chauffage gaussien \mathcal{H} dans l'équation d'énergie :

$$\mathcal{H}(r) = \frac{L_*}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.10)$$

qui est normalisé de manière à ce que :

$$L(R_*) = \int_0^{R_*} 4\pi r^2 \mathcal{H}(r) dr = L_*. \quad (4.11)$$

Le champ de gravité dans le modèle d'équilibre est calculé sous l'hypothèse de l'équilibre mécanique et radiatif, comme dans [Dintrans et al. \(2009\)](#) :

$$\begin{cases} -\frac{\nabla p}{\rho} - g = 0, \\ -\nabla \cdot (K \nabla T) + \mathcal{H} = 0. \end{cases} \quad (4.12)$$

Soit après simplification de la première équation grâce à 4.9 et intégration de la seconde :

$$\begin{cases} -K \nabla T = \frac{L(r)}{4\pi r^2}, \\ \nabla T = -\frac{g}{(m+1)\mathcal{R}^*}, \end{cases} \quad (4.13)$$

d'où l'on tire le profil de gravité :

$$g(r) = \frac{L(r)}{4\pi r^2} \frac{(m+1)\mathcal{R}^*}{K}. \quad (4.14)$$

Ce profil n'est pas mis à jour au cours de la simulation. Ainsi, les propriétés de l'étoile simulée sont déterminées par cinq paramètres principaux : la luminosité L_* , le rayon R_* , la densité ρ_0 (au centre ou à la surface), la température en surface T_{surf} et le taux de rotation moyen Ω_0 . Les paramètres restants sont les diffusivités ainsi que les propriétés des termes d'amortissement et de refroidissement décrits en § 4.3.4.

4.3.4 Conditions aux limites et initiales

Les faces de la boîte cubique de simulation sont impénétrables, avec conditions de glissement sur la vitesse ($u_n = 0$, $\partial_n \mathbf{u}_t = \mathbf{0}$) et de champ magnétique normal ($\partial_n B_n = 0$, $\mathbf{B}_t = \mathbf{0}$).

Afin de modéliser la surface sphérique de l'étoile à $r = R_\star$ dans une simulation SIB, il est nécessaire d'ajouter un terme de refroidissement newtonien \mathcal{C} dans l'équation d'énergie. Une force d'amortissement en vitesse \mathbf{f}_d est également ajoutée dans l'équation de quantité de mouvement. Ces termes sont formulés de manière à ne pas imposer de contrainte forte à l'écoulement du fluide à l'intérieur de l'étoile :

$$\begin{cases} \mathbf{f}_d = -\frac{\mathbf{u}}{\tau_d} f_{ext}(r), \\ -\mathcal{C} = -\rho c_p \frac{T - T_{surf}}{\tau_{cool}}, \end{cases} \quad (4.15)$$

avec :

$$f_{ext}(r) = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \frac{r - R_i}{w_i} \right). \quad (4.16)$$

Nous prenons $w_d = w_{cool} = 0.05R_\star$ (pour l'amortissement et le refroidissement, respectivement), $R_d = R_\star$, et $R_{cool} = 1.05R_\star$. En dehors de l'étoile, la température est quasi-constante, $T(r > R_\star) \sim T_{surf}$, puisque le refroidissement imposé conduit à une zone isotherme.

Afin de déstabiliser ce modèle d'équilibre et de favoriser le déclenchement de l'instabilité convective, nous introduisons à l'intérieur de l'étoile une bulle d'entropie supérieure à celle du milieu environnant. Un faible champ magnétique aléatoire (bruit blanc gaussien) est également introduit en tant que champ graine que les mécanismes dynamos vont amplifier.

4.3.5 Analyse des données de simulation

Le PENCIL CODE intègre nativement des routines de traitement des données de simulation. Le calcul de coupes transversales ou de certaines moyennes est directement réalisé pendant la simulation. Cette approche permet de bénéficier de la performance de calcul du code, et du fait que les champs physiques soient présents en mémoire cache, mais elle s'avère peu flexible. Il n'est en effet pas possible d'utiliser ces outils de diagnostic *a posteriori*. Enfin, le PENCIL étant un code en géométrie cartésienne, la plupart des routines disponibles ne sont pas adaptées pour analyser un problème en géométrie sphérique⁴.

Afin de gagner en souplesse d'utilisation, et de pouvoir ajouter simplement de nouvelles routines d'analyses au cours de notre étude, nous avons choisi de développer un ensemble de scripts adapté aux simulations SIB. Ces outils doivent également satisfaire certaines exigences de performance. En effet, les simulations SIB de dynamo stellaire requièrent des résolutions élevées, et pour 128^3 points de grille, un cube de données (correspondant à un instantané des champs physiques indépendants de la simulation) représente environ 100 Mo.

Le langage Python a été choisi pour réaliser cet ensemble de scripts. Ce choix présente plusieurs avantages :

- python est libre et gratuit
- l'implémentation et l'utilisation sont aisées
- de nombreuses bibliothèques sont disponibles, notamment SciPy (Jones *et al.* 2001–2009)
- il est possible de paralléliser le code grâce à PyPar⁵, une interface avec MPI.

4. Les simulations *star in a box* sont réalisées en géométrie cartésienne, mais lors du diagnostic il est intéressant de décomposer les vecteurs et de réaliser des moyennes sur une base sphérique.

5. <http://sourceforge.net/projects/pypar/>

Résol.	ν	K	χ_{moy}	η	Ra_{max}	Pr_{moy}	Pm	L_*	$\frac{\rho(r=0)}{\rho(r=R_*)}$
128^3	5×10^{-4}	1×10^{-3}	6×10^{-3}	1×10^{-4}	2×10^5	0.13	5	0.02	9.2

TABLE 4.5 – Paramètres communs aux trois simulations.

	Ω_0	u_{turb}	Re	Rm	Pe_{moy}	τ_{ohm}	τ_c	Ro	KE_{kin}/KE_{sat}	ME
A	0.5	0.16	320	1600	42	10^3	6	1.6×10^{-1}	$9.3 \times 10^{-3}/7.6 \times 10^{-3}$	8.2×10^{-5}
B	1	0.10	200	1010	26	10^3	9	5.1×10^{-2}	$4.8 \times 10^{-3}/2.8 \times 10^{-3}$	2.3×10^{-4}
C	2	0.07	130	650	17	10^3	15	1.6×10^{-2}	$2.2 \times 10^{-3}/1.9 \times 10^{-3}$	9.7×10^{-6}

TABLE 4.6 – Quantités hydrodynamiques et magnétiques mesurées dans nos simulations.

Au cours de ma thèse, j’ai donc étendu les routines de traitement SIB 2-D conçues par [Dintrans *et al.* \(2009\)](#) pour l’étude de la convection solaire, à l’étude de la dynamo stellaire en 3-D. La bibliothèque créée contient de nombreuses routines permettant de calculer diverses moyennes (profils radiaux, moyennes azimutales, intégrales volumiques) et de visualiser les grandeurs physiques pertinentes. Toutes les figures de la section 4.4 ont été réalisées à l’aide de ces outils.

4.4 Premiers résultats

4.4.1 Paramètres de simulation

Nous avons réalisé un ensemble de DNS de l’effet dynamo dans une étoile entièrement convective en utilisant le modèle décrit dans la partie précédente. Trois simulations sont présentées ici, tous les paramètres sont fixes, excepté le taux de rotation qui varie d’un facteur quatre, voir la table 4.5. Les caractéristiques du système physique simulé sont très proches de celles de l’étude de DSB06. Les principales différences sont les suivantes :

- Le calcul du modèle d’équilibre, détaillé en § 4.3.3.
- Le rayon de l’étoile rapporté au domaine de simulation est plus grand, $L_{box} = 2.2 R_*$ contre 3 dans la précédente étude. Le nombre de points dans l’étoile est donc plus grand à résolution équivalente.
- La stratification est plus élevée dans notre cas, le rapport des densités au cœur et à la surface vaut 9.2 contre 5.
- La conductivité radiative K est constante dans nos simulations plutôt que la diffusivité radiative $\chi = K/\rho c_p$. Le nombre de Prandtl est également plus bas, 0.13 en moyenne contre 1.
- Le Prandtl magnétique est plus élevé dans nos simulations $Pm = 5$ contre 2 pour DSB06.

4.4.2 Propriétés de l’écoulement

La table 4.6 indique les grandeurs caractéristiques associées à l’écoulement. Nous obtenons des valeurs de nombre de Reynolds modérées, similaires ou inférieures à celles de DSB06. Les temps caractéristiques indiqués dans cette table sont le temps de retournement convectif $\tau_c = R_*/u_{turb}$ et le temps de dissipation ohmique $\tau_{ohm} = R_*^2/\pi^2\eta$, avec :

$$u_{turb} = \sqrt{\iiint [(u_r - \langle u_r \rangle)^2 + (u_\theta - \langle u_\theta \rangle)^2 + (u_\phi - \langle u_\phi \rangle)^2] r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi} \quad (4.17)$$

Précisons que nos simulations ont été menées sur des intervalles de temps relativement courts, $t_{max} = 500 [t] < \tau_{ohm}$. Ainsi, il n’est pas possible de d’étudier la stabilité à long

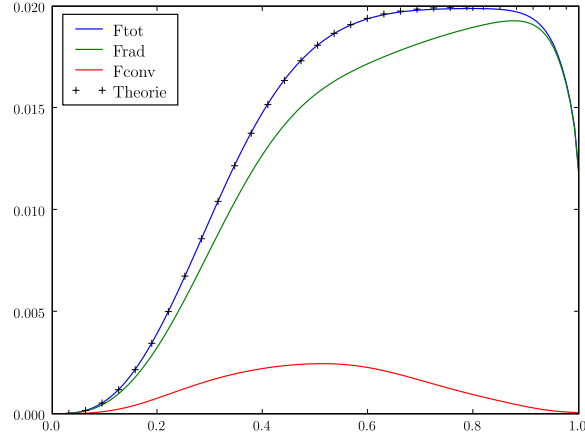


FIGURE 4.6 – Flux radiaux d’énergie pour la simulation B, moyennés entre $t = 100$ et $t = 132$ [t]. La diminution du flux théorique total pour $r \lesssim R_\star$ est due au terme de refroidissement en surface (cf. 4.3.2 et 4.3.3)

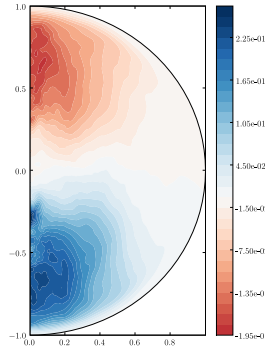


FIGURE 4.7 – Moyenne azimutale et temporelle de l’hélicité cinétique ($\Omega = 1$).

terme du champ magnétique généré à partir de ces premières expériences numériques. La relaxation thermique est par contre atteinte, comme le montre la figure 4.6, la somme des flux convectif et radiatif (moyennés en temps) est rapidement égale au flux produit par le terme source (la contribution des flux cinétique et visqueux est négligeable). Contrairement aux simulations de B08, la part du flux convectif dans le transport d’énergie reste relativement faible. Cela est principalement dû au choix d’un indice polytropique $m = 1$. En effet, la valeur de m fixe le gradient de température (cf. 4.13) et donc le flux radiatif. Ainsi, à l’équilibre radiatif, le flux restant (*i.e.* flux radiatif moins flux imposé) est transporté par la convection (et dans une moindre mesure par le flux cinétique). Pour des DNS de convection bidimensionnelle entre deux plaques parallèles, [Brandenburg et al. \(2005\)](#) indiquent que 20% du flux est transporté par la convection pour $m = 1$.

La stratification est instable dans toute l’étoile, et l’on observe bien que la convection est turbulente avec des panaches convectifs qui traversent une grande partie de l’étoile. Du fait de la résolution limitée les structures convectives n’occupent cependant qu’une plage restreinte d’échelles spatiales, de manière similaire à ce qui est observé par DSB06. Comme B08, nous observons que la convection est plus vigoureuse, et possède une structure à plus petite échelle près de la surface qu’au centre de l’étoile (néanmoins pour $r > 0.95 R_\star$ la convection est inhibée par les termes de refroidissement et d’amortissement en vitesse).

La figure 4.7 montre la moyenne azimutale et temporelle de l’hélicité cinétique $\mathbf{u} \cdot$

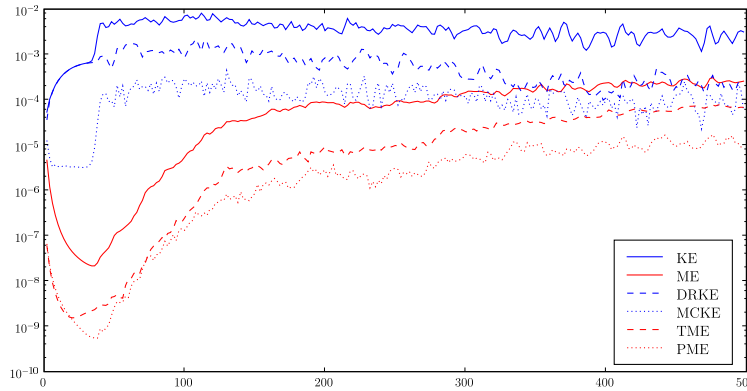


FIGURE 4.8 – $\Omega = 1$: évolution temporelle des énergies magnétiques et cinétiques. Les définitions des différentes énergies sont données dans le texte. La corrélation entre la diminution de DRKE et la croissance de ME est bien visible.

$(\nabla \times \mathbf{u})$ dans l'étoile. La force de Coriolis agissant sur les panaches convectifs génère des hélicités de signes opposés dans les hémisphères Nord et Sud. Dans les modèles classiques de dynamo, et les paramétrisations de type champ moyen (§ 1.2), l'hélicité cinétique est associée à l'effet α , et participe ainsi à la génération de champ magnétique à grande échelle.

4.4.3 Génération du champ magnétique

Dans les trois simulations présentées, nous observons un effet dynamo : après une phase de décroissance due à la dissipation ohmique, le champ initial de faible intensité est amplifié sur plusieurs ordres de grandeur, jusqu'à atteindre un niveau de saturation. Le temps de saturation est de l'ordre de 100 [t], ce qui correspond à des taux de croissance de l'ordre de 10^{-2} , similaires à ceux obtenus par DSB06. On observe alors encore des évolutions dans la simulation, l'écoulement reste turbulent, mais les différentes composantes des énergies cinétique et magnétique oscillent autour d'une valeur constante (Fig. 4.8).

Nous utilisons les notations de Brun *et al.* (2005) et B08 pour les diverses formes d'énergie. Ainsi les énergies magnétiques totale, toroïdale axisymétrique et poloïdale axisymétrique sont définies par :

$$\begin{aligned} \text{ME} &= \frac{1}{8\pi} \iiint (B_r^2 + B_\theta^2 + B_\phi^2) r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi, \\ \text{TME} &= \frac{1}{8\pi} \iiint \langle B_\phi \rangle^2 r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi, \\ \text{PME} &= \frac{1}{8\pi} \iiint (\langle B_r \rangle^2 + \langle B_\theta \rangle^2) r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Les énergies cinétiques totale, de rotation différentielle et de circulation méridienne sont définies de manière analogue :

$$\begin{aligned} \text{KE} &= \frac{1}{2} \iiint \rho (u_r^2 + u_\theta^2 + u_\phi^2) r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi, \\ \text{DRKE} &= \frac{1}{2} \iiint \rho \langle u_\phi \rangle^2 r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi, \\ \text{MCKE} &= \frac{1}{2} \iiint \rho (\langle u_r \rangle^2 + \langle u_\theta \rangle^2) r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Précisons que les vitesses sont mesurées dans le référentiel tournant à la vitesse angulaire Ω_0 , ainsi TME mesure bien la rotation différentielle.

Les énergies cinétiques dues aux composantes axisymétriques du champ de vitesse (rotation différentielle et circulation méridienne) ne représentent que quelques pourcents de l'énergie cinétique totale dans les simulations A et B. L'écoulement est dominé par la convection turbulente ($Ra=2 \times 10^5$) qui ne comporte pas de composante axisymétrique. L'énergie magnétique dans le régime saturé reste faible par rapport à l'énergie cinétique, moins de 8% dans le meilleur des cas (simulation B). Le nombre de Rossby est en effet plus élevé que dans les simulations de B08 dans ce cas. Dans la simulation C, le nombre de Rossby est plus bas, mais la convection est fortement inhibée par la rotation (§ 4.4.5). Néanmoins, la diminution de l'énergie cinétique dans le domaine de simulation entre le début de la phase cinématique et la phase saturée de la dynamo est perceptible et atteint un facteur 2 dans la simulation B. Cette diminution peut être attribuée d'une part à la conversion d'énergie cinétique en énergie magnétique par l'effet dynamo, et d'autre part à la rétroaction du champ magnétique sur les mouvements du fluide. Le champ magnétique est en effet un facteur de stabilisation de la convection : le nombre de Rayleigh critique (*i.e.* pour lequel l'instabilité convective est déclenchée) augmente en présence de champ magnétique (*e.g.*, Chandrasekhar 1961). Dans la simulation B, pour laquelle le champ magnétique est le plus intense, la rotation différentielle est la composante la plus fortement affectée par le champ magnétique, DRKE chute d'un facteur 9 au cours de la croissance du champ magnétique. Nous retrouvons ainsi l'un des résultats importants de B08, malgré une énergie magnétique plus faible dans nos simulations : le champ magnétique est capable de rétroagir sur le champ de vitesse qui le génère, et notamment d'inhiber la rotation différentielle. Ce niveau réduit de rotation différentielle ne conduit pas, sur la durée de simulation, à une diminution de l'énergie magnétique. Notamment nous n'observons pas d'oscillations de DRKE et ME en opposition de phase, phénomène observé par Brun *et al.* (2005) dans des DNS de l'effet dynamo dans le cœur convectif d'une étoile A. Dans ce cas, l'effet Ω produit un champ toroïdal du fait du cisaillement du champ de vitesse (*cf.* § 1.2.2), ce champ magnétique réduit l'amplitude du cisaillement, et donc l'effet Ω . L'intensité du champ décroît, donc la rotation différentielle n'est plus inhibée, et le cycle reprend.

4.4.4 Propriétés du champ magnétique à grande échelle

Nous nous intéressons ici au cas B, celui pour lequel l'énergie magnétique générée par la dynamo est la plus élevée. Le champ magnétique possède une forte composante axisymétrique dans ce cas : elle représente presque 28% de l'énergie magnétique totale, et se décompose en 23% dans la composante toroïdale et 5% dans la composante poloïdale. Cette valeur est élevée comparativement aux simulations précédentes, *e.g.*, DSB06 obtiennent une valeur de 21% pour le cas en rotation rapide et B08 18%.

La figure 4.9 présente l'évolution temporelle de la composante $\langle B_\phi \rangle$ (toroïdale axisymétrique). Cette composante présente une polarité dominante par hémisphère qui reste constante tout au long de la simulation. De plus, elle se concentre dans la partie externe de l'étoile. Les travaux de DSB06 et B08 révèlent tous deux un champ toroïdal axisymétrique composé d'une seule structure de polarité constante. La structure antisymétrique obtenue ici rappelle le champ généré à l'intérieur de la tachocline dans les DNS de dynamo solaire réalisées par Browning *et al.* (2006), ou dans les simulations (en coquille sphérique) d'étoiles de type solaire en rotation rapide sans modélisation de la tachocline de Brown *et al.* (2009).

À $t=100$, deux structures de polarités opposées sont présentes à proximité de l'équateur, juste sous la surface. Elles croissent en intensité et en étendue spatiale tout au long de la simulation. Le champ toroïdal axisymétrique se développe ainsi sur des échelles spatiales de taille croissante au cours de la simulation. La composante radiale axisymétrique présente une évolution similaire. Comme dans les DNS précédentes, nous constatons ainsi que le champ magnétique croît d'abord sur de petites échelles spatiales, puis dans une

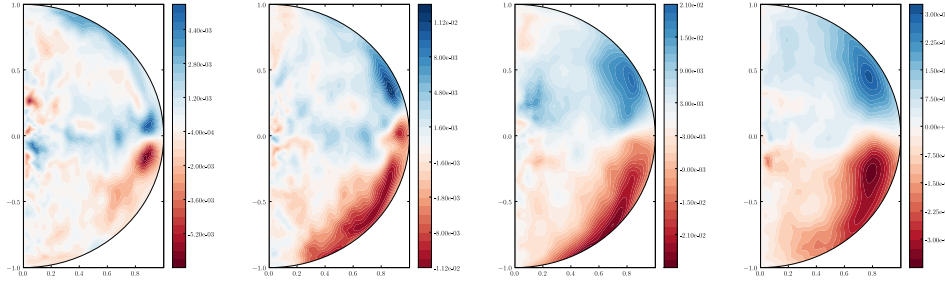


FIGURE 4.9 – $\Omega = 1$: évolution temporelle de $\langle B_\phi \rangle$. Les 4 panneaux correspondent à $t=100, 200, 300, 400$.

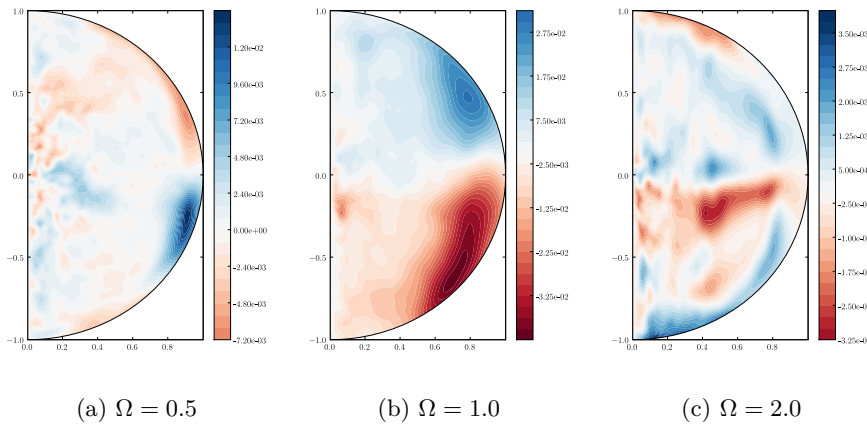


FIGURE 4.10 – Évolution de $\langle B_\phi \rangle$ avec le taux de rotation.

deuxième phase sa composante à grande échelle prend de l'importance.

Notons que de manière similaire à DSB06 nos DNS SIB présentent une composante poloïdale axisymétrique significative, alors que dans celles de B08 la composante axisymétrique est presque purement toroïdale. La composante radiale axisymétrique (figure 4.11b) présente une structure à grande échelle avec une forte composante dipolaire, et une contribution quadrupolaire. Notons enfin que les zones de champ intenses $\langle B_r \rangle$ et $\langle B_\phi \rangle$ sont apparemment dissociées spatialement.

4.4.5 Impact du taux de rotation

Nous présentons ici l'évolution des propriétés des champ de vitesse et magnétique dans les simulations lorsque le taux de rotation croît. Le premier constat est que l'énergie cinétique dans la phase cinématique décroît de manière monotone de la simulation A à la simulation C, l'instabilité convective étant en effet inhibée par la rotation (*e.g.*, Chandrasekhar 1961). Ainsi les vitesses convectives, et le caractère turbulent de l'écoulement (quantifié

	Ω_0	$\frac{TME}{ME}$ (%)	$\frac{PME}{ME}$ (%)	$\left(\frac{DRKE}{KE}\right)_{kin}$ (%)	$\left(\frac{DRKE}{KE}\right)_{sat}$ (%)
A	0.5	5	3	8	8
B	1	23	5	30	6
C	2	5	3	31	30

TABLE 4.7 – Énergies cinétiques et magnétiques : influence de la rotation.

par le nombre de Reynolds) diminuent lorsque le taux de rotation augmente (Tab. 4.6).

L'énergie magnétique dans la phase saturée augmente entre les cas A et B, puis diminue pour le cas C. Ainsi la rotation semble inhiber suffisamment l'écoulement pour affecter la génération du champ magnétique. Le déclin de la dynamo est observé pour un taux de rotation modéré, probablement du fait d'un écoulement peu turbulent, même dans le cas A en rotation lente. Entre les simulations A et B l'énergie magnétique et *a fortiori* le rapport ME/KE augmentent. L'importance relative de la composante axisymétrique augmente également, c'est principalement la composante toroïdale axisymétrique qui est renforcée (Tab. 4.7). Contrairement à DSB06 nous n'observons pas d'augmentation du rapport PME/TME lorsque le taux de rotation croît.

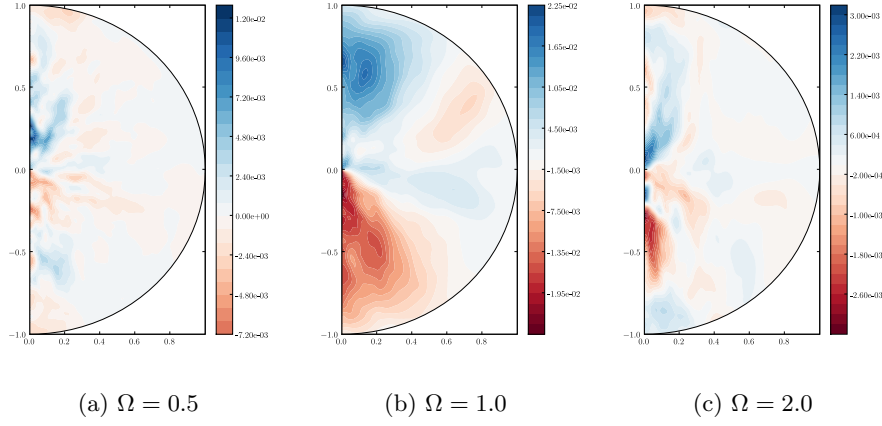


FIGURE 4.11 – Évolution de $\langle B_r \rangle$ avec le taux de rotation.

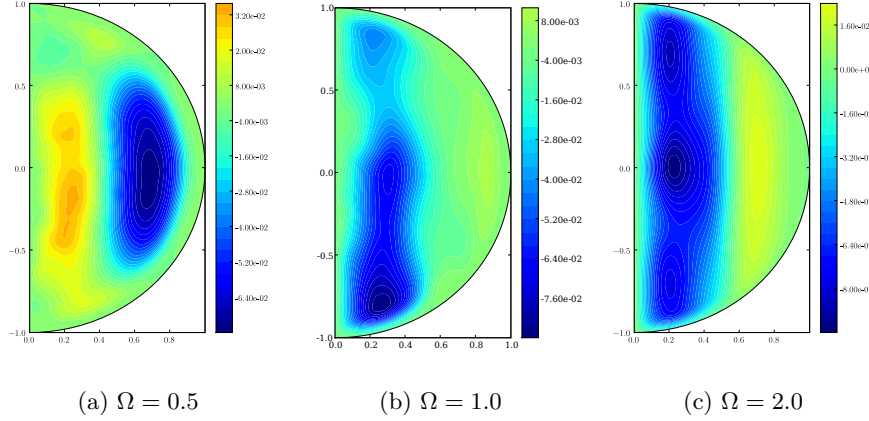


FIGURE 4.12 – Évolution de $\langle U_\phi \rangle$ avec le taux de rotation.

Les composantes $\langle B_\phi \rangle$ et $\langle B_r \rangle$ (moyennées en temps, dans la phase saturée) sont présentées sur les figures 4.10 et 4.11. On observe, comme indiqué ci-dessus à partir des énergies, un net renforcement des composantes axisymétriques entre les cas A et B. La répartition spectrale d'énergie magnétique évolue également. Pour $\Omega_0=0.5$ on observe une structuration à petite échelle spatiale, notamment pour le champ radial. Pour $\Omega_0 = 1$, on observe une composante à grande échelle du champ magnétique axisymétrique, notamment le champ radial présente une forte composante dipolaire.

Les contours de vitesse azimutale (moyennée en azimut et en temps) sont présentées en figure 4.12. On observe, de manière similaire aux DNS précédentes (§ 4.2.1 et 4.2.2),

que la vitesse de rotation est constante sur des cylindres, *i.e.* fortement influencée par la rotation (théorème de Taylor-Proudman). Dans la simulation A, les pôles de l'étoile tournent plus rapidement que son équateur, à l'instar de DSB06 nous obtenons une rotation «anti-solaire». À l'inverse, dans les simulations B et C, qui sont en rotation plus rapide, l'équateur tourne plus vite que les pôles. La comparaison de ces deux simulations montre que le champ magnétique plus intense dans le cas B semble capable d'inhiber la rotation différentielle (Tab. 4.7).

Conclusions et perspectives

L'homme a beau étendre le cercle de ses idées, sa lumière n'est toujours qu'une étincelle promenée dans la nuit immense qui l'enveloppe.

Pierre Joseph PROUDHON.

Mon travail de thèse de doctorat a eu pour objectif d'améliorer la compréhension des mécanismes de génération de champ magnétique à grande échelle par effet dynamo dans les étoiles complètement convectives. Ce travail s'inscrit dans le cadre plus large de l'étude de la dynamo des étoiles froides, et soulève la question de l'analogie entre les processus à l'œuvre dans le Soleil et dans les autres étoiles possédant une zone convective externe, dont les paramètres stellaires peuvent être très différents (étendue de la zone convective, temps de retournement convectif, taux de rotation, etc).

Observations des étoiles M

Dans le cadre de la partie observationnelle de ce travail, j'ai étudié un échantillon d'une vingtaine d'étoiles naines M situées de part et d'autre de la limite entièrement convective. Les méthodes d'imagerie tomographique appliquées aux séries de spectres polarisés obtenues permettent de modéliser la topologie magnétique à grande échelle des étoiles observées. Trois groupes d'étoiles ont été mis en évidence, en fonction de leur masse (Morin *et al.* 2008a; Donati *et al.* 2008c; Morin *et al.* 2008b, 2009).

(i) Au-dessus de $0.5 M_{\odot}$, on observe des champs magnétiques à grande échelle peu intenses, non-axisymétriques et présentant une composante toroïdale significative, voire prépondérante. De plus, ces champs magnétiques sont déformés par une rotation différentielle de surface d'amplitude similaire à ce qui est observé sur le Soleil. On note également une évolution des topologies magnétiques en l'espace de quelques mois. Ces propriétés sont similaires à ce qui est observé sur les étoiles actives partiellement convectives plus massives (*e.g.*, Donati *et al.* 2003a).

(ii) Entre 0.2 et $0.5 M_{\odot}$, les topologies magnétiques à grande échelle sont généralement poloïdales quasi-axisymétriques avec une très forte composante dipolaire et stables sur plusieurs années. Les champs mesurés en spectropolarimétrie sont en outre très intenses. La rotation différentielle est plus faible d'un ordre de grandeur par rapport au premier groupe. La transition observée entre ces deux types de topologies magnétiques vers $0.5 M_{\odot}$ est très abrupte, et coïncide avec la rapide diminution de la taille relative du cœur radiatif prédite par les modèles d'évolution stellaire (*e.g.*, Siess *et al.* 2000).

(iii) Pour des masses inférieures à $0.2 M_{\odot}$, on observe deux types de comportement radicalement différents sans qu'il soit possible de séparer ces deux catégories d'étoiles dans le plan masse-période. Alors que cinq étoiles de ce sous-échantillon présentent des topologies magnétiques similaires à celles de masse $0.2 < M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$, les six autres ont des champs beaucoup plus faibles avec des propriétés proches des étoiles de types spectraux

M précoces. Notamment, parmi trois objets de paramètres stellaires très proches, deux présentent un champ de type faible non-axisymétrique complexe, et un possède un champ quasi-dipolaire très fort. Cette première étude des topologies magnétiques des étoiles M tardives soulève de nouvelles questions quant aux processus dynamos dans les étoiles de très faible masse. Premièrement, comment expliquer ces observations ? On peut par exemple imaginer que la dynamo de ces étoiles de type M tardif bascule régulièrement entre les deux états observés. Le fait que l'on observe autant d'étoiles pour les deux types de topologies à grande échelle indiquerait alors que ces objets passent approximativement autant de temps dans les deux états possibles. L'autre question soulevée est : comment expliquer cette transition vers $0.2 M_{\odot}$? Alors qu'un changement dans les processus dynamo était attendu lors du passage à une structure interne entièrement convective, rien de tel n'était prévu à $0.2 M_{\odot}$.

Les mesures spectropolarimétriques effectuées dans le cadre de cette étude nous renseignent sur la composante à grande échelle du champ magnétique des naines M. Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux basés sur la spectroscopie en lumière non polarisée (Reiners & Basri 2007) qui permet d'avoir accès au flux magnétique total (flux non signé). On constate ainsi que la fraction de flux magnétique à grande échelle (*i.e.* la fraction détectable dans les spectres polarisés), est fortement liée au type de topologie observé : à un champ fort poloïdal axisymétrique quasi-dipolaire correspond une fraction plus importante de champ à grande échelle : $\sim 14\%$, contre $\sim 6\%$ pour les champs faibles non-axisymétriques avec une composante toroïdale. La dynamo des étoiles entièrement convectives de masse comprise entre 0.2 et $0.5 M_{\odot}$ semble donc générer un champ magnétique à grande échelle plus efficacement que les étoiles partiellement convectives plus massives. Ainsi, les résultats obtenus au cours de ma thèse confirment les premières observations de Donati *et al.* (2006a) : les étoiles entièrement convectives sont capables de générer un champ magnétique intense et organisé à grande échelle. Pour un nombre de Rossby donné, la génération de champ magnétique à grande échelle est même plus efficace dans les étoiles entièrement convectives que dans celles qui possèdent une zone radiative interne. Ces observations ne sont pas encore bien comprises théoriquement, les modèles et les simulations numériques actuels ne parviennent pas à reproduire le type de topologie poloïdale axisymétrique que nous observons. Les observations spectropolarimétriques sont primordiales pour guider les travaux théoriques sur la dynamo des étoiles entièrement convectives.

Ce premier relevé spectropolarimétrique des naines M devra être amplifié et complété à l'avenir. De nouvelles observations vont permettre de combler des zones vides dans le plan masse-période, notamment avec des étoiles M partiellement convectives en rotation rapide, et des étoiles de $0.3\text{--}0.4 M_{\odot}$ dont la période de rotation est de l'ordre de 10 jours. Cela permettra de vérifier si la limite entre les deux types de topologies observés dépend uniquement de la masse, ou si la rotation stellaire joue un rôle. Un suivi de l'évolution à long terme du champ magnétique de plusieurs de ces étoiles sera entrepris. Il permettra de déterminer la durée de vie des topologies magnétiques à grande échelle des étoiles de masse $0.2 < M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$, dont la limite inférieure est pour le moment fixée à trois ans par notre étude. Ce suivi à long terme aura également pour but de caractériser la présence éventuelle de cycles similaires à ceux qui sont observés sur le Soleil, ainsi que leur durée. La présence de cycles d'activité a en effet été mise en évidence pour de nombreuses étoiles partiellement convectives à partir de l'étude des raies chromosphériques du Ca II H & K. Mais l'observation directe du renversement de polarité du champ magnétique à grande échelle pour des étoiles autres que le Soleil est très récente (*e.g.*, Donati *et al.* 2008a; Fares *et al.* 2009). L'étude des étoiles de masse inférieure à $0.2 M_{\odot}$ sera également approfondie. Des mesures photométriques (*e.g.*, Hartman *et al.* 2009) permettront d'une part de confirmer de manière indépendante les périodes de rotation des étoiles que nous avons observées, et d'autre part de faciliter les études de nouvelles étoiles de type M tar-

dif. Un programme d'observation à long terme pourra permettre de mettre en évidence d'éventuels basculement entre les deux types de topologies observées. Dans ce but, des observations radio pourront être mise à profit. Les observations de [Berger *et al.* \(2009\)](#) d'étoiles de très faible masse (type spectraux M9.5 à L2.5) montrent de fortes variations de la luminosité radio au cours du temps (sur des échelles de plusieurs années), ce qui pourrait qualitativement s'accorder avec l'hypothèse d'un basculement du champ magnétique entre deux états. D'une part l'observation régulière (*e.g.*, annuelle) d'un échantillon d'étoiles de types spectraux M5–M9 dans le domaine radio permettra de caractériser la fréquence des variations de luminosité dans le domaine radio. D'autre part, des observations spectropolarimétriques d'étoiles M tardives de luminosité radio élevé permettront de vérifier que cette émission est liée à une topologie magnétique à grande échelle de type dipolaire. À plus long terme, la mesure expérimentale des facteurs de Landé pour les raies moléculaires ainsi que le développement de spectropolarimètres opérant dans le domaine proche infrarouge (*e.g.*, SPIRou⁶) devrait permettre des mesures plus efficaces dans ces objets de type spectraux tardifs et d'étendre l'étude des topologies magnétiques jusqu'aux naines brunes pour lesquelles des observations radio indiquent la présence de champ magnétique à grande échelle (*e.g.*, [Berger 2006](#); [Hallinan *et al.* 2007](#)).

Les implications des résultats de mon travail de thèse pour les modèles de structure interne et d'évolution stellaire des étoiles de très faible masse devront également être explorées. La présence d'un champ magnétique intense et organisé à grande échelle à la surface des étoiles entièrement convectives incite en effet à mieux prendre en compte le rôle du champ magnétique dans les modèles de structure stellaire. En effet, un tel champ magnétique est capable d'agir sur la convection stellaire pour inhiber la rotation différentielle (*cf.* nos observations et les résultats numériques de [Browning 2008](#)) ou encore modifier le rayon stellaire pour une masse donnée (*e.g.*, [Morales *et al.* 2008](#); [Chabrier *et al.* 2007](#)).

Le fait que les étoiles de type M4 possèdent un champ magnétique comprenant une composante dipolaire intense incite également à raffiner les modèles de freinage magnétique (§ 1.3.2). En effet, l'évacuation de moment cinétique par le vent stellaire est d'autant plus efficace que la proportion de lignes de champ ouvertes est importante, *e.g.*, plus efficace pour un dipôle que pour une topologie plus complexe, si tous les autres paramètres sont fixes. Or les observations montrent que l'efficacité du freinage rotationnel diminue brutalement au passage de la limite entièrement convective (§ 1.4.1). Il est donc nécessaire d'étudier le phénomène de freinage pour le type de topologie à dominante dipolaire que nous avons observées, notamment l'impact de la concentration du flux magnétique dans une tache polaire (du fait de la contribution de modes de degré plus élevé qu'un dipôle) devra être étudié. La première étape consiste à modéliser le champ magnétique dans la magnétosphère de l'étoile. Une extrapolation est réalisée à partir du champ photosphérique déduit de l'imagerie Zeeman-Doppler, en utilisant les contraintes fournies par des observations de la couronne dans le domaine des rayons X (*e.g.*, [Jardine *et al.* 2002a,b](#)). Puis, le taux de freinage rotationnel est calculé pour la topologie magnétique obtenue. Ce type d'étude devra être réalisé pour des topologies correspondant à des étoiles situées de part et d'autre de la limite entièrement convective, afin de déterminer si cette modélisation permet de rendre compte de la brusque augmentation des temps de freinage qui est observée.

6. SPIRou : projet de spectropolarimètre opérant dans le domaine proche infrarouge (0.98–2.4 μm) et conçu pour atteindre une haute précision de mesure sur les vitesses radiales. Il devrait succéder à ESPaDO nS au CFHT en 2014.

Simulations numériques de la dynamo d'étoiles entièrement convectives

Mon travail de thèse a également comporté une composante numérique. Il s'est agi de réaliser de nouvelles simulations numériques directes de la dynamo d'étoiles entièrement convectives afin de mieux comprendre la génération de champ à grande échelle dans ces objets, ainsi que les divergences qui existent entre simulations et observations. Dans le cadre de cette partie numérique, j'ai développé un ensemble de routines de traitement des simulations, permettant d'effectuer les diagnostics nécessaires à l'étude de la dynamo stellaire en *star-in-a-box*. Les premiers résultats sont encourageants, nos simulations aboutissent à la génération d'un champ magnétique comportant une forte composante axisymétrique, dont une partie dipolaire. Ainsi le passage d'un profil de rotation différentielle «anti-solaire» dans les simulations *star-in-a-box* de Dobler *et al.* (2006) à un profil «solaire» ne semble pas remettre en cause les principaux résultats de cette étude, à savoir la possibilité de générer un champ magnétique présentant une organisation à grande échelle dans une simulation d'étoile entièrement convective *star-in-a-box*.

Ce travail sera poursuivi pour aboutir à des simulations plus réalistes (du moins plus proches de l'état de l'art en termes de nombres de Rayleigh et de Reynolds, par exemple). Notamment, il est nécessaire que la convection soit suffisamment vigoureuse pour entretenir l'effet dynamo, même à fort taux de rotation pour pouvoir étudier la dynamo à faible de nombre de Rossby correspondant aux étoiles entièrement convectives. Dans ce régime de paramètres, le champ magnétique atteint (voire dépasse) l'équipartition énergétique et inhibe la rotation différentielle (Browning 2008), et c'est ce cas de figure qu'il convient d'étudier. Le PENCIL CODE dans son état actuel est limité par le fait qu'il se base sur les équations de la MHD pleinement compressible. L'implémentation de la formulation anélastique de ces équations permettra de s'affranchir de la contrainte sur le pas de temps sonore (par filtrage des ondes sonores), et donc d'atteindre un régime dans lequel la convection est plus vigoureuse et le nombre de Rossby est bas (via la diminution de la luminosité globale de l'étoile, et donc de la diffusivité radiative, et l'augmentation du contraste de densité entre la surface de l'étoile et son centre). Il sera alors possible d'explorer la divergence entre les simulations et les observations concernant la composante axisymétrique des topologies magnétiques à grande échelle (les premières prédisent un champ principalement toroïdal, tandis qu'un champ presque purement poloïdal est observé). L'impact du taux de rotation sur la topologie magnétique sera également étudié. Dans un second temps, la comparaison de simulations d'étoiles entièrement convectives et partiellement convectives (avec différents rapports d'aspect) permettra de mieux comprendre le changement de topologie qui est observé vers $0.5 M_{\odot}$. Ces simulations seront d'abord effectuées sans modélisation de la tachocline, puis avec, afin de mieux comprendre le rôle de celle-ci dans la génération de champ magnétique à grande échelle, ainsi que dans l'apparition d'éventuels cycles magnétiques.

Champ magnétique et formation stellaire

Le champ magnétique semble jouer un rôle déterminant dans le processus de formation stellaire : dans l'effondrement du nuage pré-stellaire, la formation d'un disque d'accrétion et d'une proto-étoile en son centre, ou encore la présence de jets de matière collimatés (*e.g.*, Shu *et al.* 1987). Le champ magnétique intervient encore de manière importante aux étapes plus tardives de la formation. Ainsi, pendant la phase T Tauri (pour les étoiles de faible masse) le champ magnétique de l'étoile interagit fortement avec le disque : il crée un trou central (*e.g.*, Koenigl 1991), et dirige l'accrétion de matière à des points précis de la photosphère (*funnels* d'accrétion). L'évolution de la rotation des T Tauri serait quant à elle influencée par un couplage magnétique entre l'étoile et le bord interne du disque (*e.g.*, Edwards *et al.* 1993).

Les modèles d'évolution stellaire (*e.g.*, [Siess et al. 2000](#)) montrent que des étoiles jeunes plus massives que les naines M passent par une phase entièrement convective, avant de développer un cœur radiatif (Fig. 1.7). Comme sur les étoiles M, des champs magnétiques de plusieurs kilogauss ont été détectés en lumière non polarisée à la surface d'étoiles jeunes T Tauri entièrement convectives (*e.g.*, [Johns-Krull et al. 1999](#)), on peut ainsi supposer que les mécanismes dynamos à l'œuvre dans ces étoiles jeunes et dans les étoiles de faible masse de la séquence principale présentent des similarités.

L'étude des distributions de périodes de rotation dans les régions de formation stellaire révèle l'existence de deux types de distributions de périodes des T Tauri en-deçà et au-dessus de $\sim 0.3 M_{\odot}$ (*e.g.*, [Lamm et al. 2005](#)). Si, comme évoqué plus haut, c'est bien le couplage magnétique étoile–disque qui joue un rôle prépondérant dans l'évolution de la rotation stellaire, l'étude spectropolarimétrique de T Tauri situées de part et d'autre de cette limite devrait permettre de mettre en évidence un changement de propriétés magnétiques.

Les premières observations spectropolarimétriques de T Tauri menées dans le cadre du projet MaPP (*Magnetic Protostars and Planets*), révèlent en effet des topologies magnétiques qui varient fortement avec la masse. Ainsi l'étoile T Tauri entièrement convective BP Tau ($0.7 M_{\odot}$, [Donati et al. 2008b](#)) présente une topologie magnétique à grande échelle avec une forte composante dipolaire (presque égale à la composante octupolaire dominante) tandis que V2129 Oph ($1.4 M_{\odot}$, [Donati et al. 2007](#)), partiellement convective, possède un champ magnétique plus faible et plus complexe, dominé par la composante octupolaire. Enfin, [Donati et al. \(2009\)](#) montrent que V2247 Oph ($0.4 M_{\odot}$) possède un champ magnétique plus faible et plus complexe que les deux étoiles précédentes. Cette évolution des topologies magnétiques avec la masse n'est pas sans rappeler l'évolution mise en évidence sur les naines M dans le cadre de mon travail de thèse, le champ fort avec une forte composante dipolaire étant présent juste sous la limite entièrement convective.

De nouvelles observations permettront de mieux caractériser l'impact de l'âge, de la masse et de la période de rotation sur les topologies magnétiques des T Tauri et de mettre en évidence les similarités avec les étoiles entièrement convectives de la séquence principale. Notamment de déterminer s'il existe une limite abrupte entre les différents types de topologies observés ou si l'évolution est au contraire progressive. L'extrapolation du champ magnétique jusqu'au disque circumstellaire permettra également d'étudier plus précisément les mécanismes de couplage étoile–disque pour les différentes topologies magnétiques observées au niveau de la photosphère (*e.g.*, [Donati et al. 2007](#)). Le spectropolarimètre de nouvelle génération SPIRou permettra d'étendre ce type d'approche au domaine proche infrarouge, rendant accessible des objets plus jeunes et donc plus enfouis dans la nébuleuse primordiale, ainsi que les étoiles jeunes de plus faible masse, voire les naines brunes en formation. L'étude du champ magnétique au niveau du disque sera également possible, permettant de mieux contraindre l'interaction magnétique étoile–disque.

Planètes extrasolaires autour d'étoiles M

Les étoiles de type spectral M représentent une fraction importante de la population stellaire galactique, à la fois en nombre et en masse. Ainsi, l'étude statistique des propriétés des systèmes planétaires passe nécessairement par la détection et l'étude d'exoplanètes autour de naines M. Alors que jusqu'à présent la grande majorité des objets détectés sont des planètes géantes orbitant autour d'étoiles de type G ou K, plusieurs découvertes récentes concernent des planètes de masse plus modeste ($\sim 10 M_{\oplus}$) en orbite autour d'étoiles M (*e.g.*, [Udry et al. 2007](#)). Du fait de la faible masse de ces étoiles, une planète d'une dizaine de masses terrestres en orbite proche génère en effet des variations de vitesse radiale détectables avec les moyens actuels. De plus, la luminosité des naines M est deux à trois ordres de grandeur plus faible que la luminosité solaire, ainsi la zone habitable est plus

proche de l'étoile, et les planètes de faible masse détectables seront situées principalement dans cette zone, alors que pour une étoile plus massive les planètes détectées orbitent dans une zone où l'eau ne peut exister sous forme liquide.

La détection de planètes telluriques orbitant autour d'une naine M se heurte fréquemment aux perturbations (aussi bien en photométrie qu'en spectroscopie) dues à l'activité stellaire. Les données obtenues au cours mon travail de thèse suggèrent qu'une corrélation existe entre le champ magnétique à grande échelle détecté en spectropolarimétrie et la perturbation en vitesse radiale pour les étoiles actives étudiées (Morin *et al.* 2008b). La mise en évidence d'une relation entre les mesures spectropolarimétriques et le décalage en vitesse radiale associé permettrait de «filtrer» cette perturbation, et donc de détecter des planètes de faible masse. Cette méthode s'appliquerait à des étoiles modérément actives pour lesquelles le décalage en vitesse radiale induit par l'activité reste faible.

L'étude d'un échantillon d'étoiles M modérément actives, exploitant des observations simultanées d'un spectropolarimètre (*e.g.*, ESPaDOs) et d'un spectromètre permettant de mesurer les vitesses radiales avec une précision élevée (*e.g.*, HARPS) permettra de mettre en évidence une telle relation, et d'estimer la précision obtenue après filtrage du signal magnétique. Dans un premier temps, cette étude devra se restreindre à des étoiles de type spectral M précoce afin que des signatures polarisées de faible amplitude puissent être détectées avec ESPaDOs ou NARVAL. La mise en service de SPIRou permettra d'étendre cette relation aux types spectraux plus tardifs. Cet instrument sera capable de mesurer simultanément le spectre en intensité avec une très bonne précision en vitesse radiale et le signal polarimétrique, une méthode de filtrage du «bruit» induit par le champ magnétique pourra donc être implémentée efficacement. Des travaux récents indiquent que la perturbation en vitesse radiale induite par le champ magnétique est plus faible dans le proche infrarouge que dans le visible, de l'ordre de quelques mètres par seconde (*e.g.*, Endl *et al.* 2006). Ainsi, un filtrage efficace devrait permettre d'atteindre une précision de l'ordre de 1 ms^{-1} avec SPIRou, et donc de détecter des planètes telluriques orbitant dans la zone habitable d'étoiles M tardives.

Polarisation de la lumière

A.1 Paramètres de Stokes

La polarisation de la lumière correspond à l'évolution temporelle des vecteurs champ électrique et magnétique dans le plan d'onde. On s'intéressera dans la suite uniquement à l'évolution de \mathbf{E} , dans la mesure où les matériaux utilisés pour la mesure polarimétrique exploitent l'interaction matière–champ électrique, et bien que formellement $\mathbf{B} = \mathbf{n} \times \mathbf{E}$ (où \mathbf{n} est le vecteur unitaire le long de la direction de propagation) conviendrait parfaitement.

$$\begin{cases} E_1(t) = \xi_1 \cos(\omega t - kz) \\ E_2(t) = \xi_2 \cos(\omega t - kz + \delta) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Afin d'étudier cette évolution, on décompose le vecteur \mathbf{E} sur une base du plan d'onde. L'information de polarisation se résume alors à trois paramètres : les amplitudes ξ_1 et ξ_2 des deux composantes ainsi que leur déphasage relatif δ . En fonction des valeurs de ces trois paramètres, on différencie quelques cas particuliers de rayonnements polarisés d'après la courbe décrite par la pointe du vecteur \mathbf{E} au cours du temps :

- si $\delta = 0 (\pi)$, ou $\xi_1 = 0$, ou $\xi_2 = 0$ on parle de polarisation linéaire
- si $\delta = \frac{\pi}{2} (\pi)$, on parle de polarisation elliptique, voire circulaire si de plus $|\xi_1| = |\xi_2|$

Dans la pratique on s'intéresse plutôt aux paramètres de Stokes I , Q , U et V qui permettent de caractériser complètement l'onde électromagnétique. Ils correspondent respectivement à l'intensité de l'onde, deux états de polarisation linéaire et un état de polarisation circulaire.

$$\begin{cases} I = \xi_1^2 + \xi_2^2 \\ Q = \xi_1^2 - \xi_2^2 \\ U = \xi_1 \xi_2 \cos \delta \\ V = \xi_1 \xi_2 \sin \delta \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Ces quatre paramètres sont des fonctions de la longueur d'onde. Notons que pour un rayonnement entièrement polarisé, on aura $I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$. Tandis que dans le cas général, I est supérieur à la quantité sous la racine, quantité qui est nulle pour un rayonnement non polarisé, c'est-à-dire pour lequel l'évolution temporelle des vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{B} dans le plan d'onde est purement stochastique, *i.e.* les trois paramètres ξ_1 , ξ_2 et δ varient aléatoirement au cours du temps.

Pour conclure cette présentation de la polarisation, notons quelques propriétés des paramètres de Stokes Q et U . On constate que si l'on effectue une rotation d'angle Ψ du repère d'étude, alors les deux paramètres de polarisation linéaire subissent une rotation

d'azimut double, c'est-à-dire :

$$\begin{cases} Q' = Q \cos 2\Psi + U \sin 2\Psi \\ U' = -Q \sin 2\Psi + U \cos 2\Psi \end{cases}$$

Ainsi lors de la mesure de ces paramètres il est nécessaire de définir une direction de Stokes $Q > 0$, $Q < 0$ correspondra alors à la direction orthogonale, tandis que le paramètre U caractérisera les directions diagonales à 45° .

A.2 Transfert de rayonnement polarisé

Nous présentons brièvement les équations de transfert de rayonnement polarisé pour les paramètres de Stokes, en présence d'un champ magnétique, en atmosphère plan-parallèle. Deux solutions analytiques usuellement employées pour l'imagerie Zeeman-Doppler sont également présentées. Le lecteur est invité à se reporter à [Landi Degl'Innocenti & Landolfi \(2004\)](#) pour une description plus complète.

A.2.1 Équations

L'équation de transfert de rayonnement polarisé pour les paramètres de Stokes s'écrit :

$$\mu \frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \mathbf{K} (\mathbf{I} - \mathbf{B}_T) \Leftrightarrow \mu \frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I - B_T \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}, \quad (\text{A.3})$$

où $\mu = \cos\theta$ est le paramètre de projection de l'atmosphère plan-parallèle, τ est l'épaisseur optique, et \mathbf{B}_T est un terme source. La matrice \mathbf{K} caractérise les propriétés optiques du milieu de propagation, elle se décompose comme la somme de trois matrices :

$$\mathbf{K} = \underbrace{\begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix}}_{\text{matrice d'absorption}} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & 0 & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & 0 & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\text{matrice de dichroïsme}} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_V & -\rho_U \\ 0 & -\rho_V & 0 & \rho_Q \\ 0 & \rho_U & -\rho_Q & 0 \end{pmatrix}}_{\text{matrice de dispersion}}, \quad (\text{A.4})$$

dont les coefficients sont définis par :

$$\begin{cases} \eta_I = 1 + \frac{\eta_0}{2} [\phi_p \sin^2 \theta + \frac{\phi_p + \phi_r}{2} (1 + \cos^2 \theta)], \\ \eta_Q = \frac{\eta_0}{2} [\phi_p - \frac{\phi_p + \phi_r}{2}] \sin^2 \theta \cos 2\chi, \\ \eta_U = \frac{\eta_0}{2} [\phi_p - \frac{\phi_p + \phi_r}{2}] \sin^2 \theta \sin 2\chi, \\ \eta_V = [\phi_r - \phi_b] \cos \theta, \\ \rho_Q = \frac{\eta_0}{2} [\psi_p - \frac{\psi_p + \psi_r}{2}] \sin^2 \theta \cos 2\chi, \\ \rho_U = \frac{\eta_0}{2} [\psi_p - \frac{\psi_p + \psi_r}{2}] \sin^2 \theta \sin 2\chi, \\ \rho_V = [\psi_r - \psi_b] \cos \theta, \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

en notant $\eta_0 = \frac{\kappa_I}{\kappa_c}$ le rapport des opacités dans la raie et dans le continu. Les paramètres θ et χ sont respectivement l'angle entre le vecteur champ magnétique et la ligne de visée, et l'angle du champ par rapport à une direction de référence dans le plan orthogonal à la ligne de visée. Les profils d'absorption et dispersion sont quant à eux définis par :

$$\begin{aligned} \phi_p &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} H(a; v) & \psi_p &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} L(a; v) \\ \phi_{b,r} &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} H(a; v \pm v_B) & \psi_{b,r} &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} L(a; v \pm v_B) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

où H et L sont les profils de Voigt et de Voigt-Faraday paramétrés par l'élargissement Doppler $\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ (k_B est la constante de Boltzmann, T la température et m la masse de l'atome) et l'élargissement anormal de la raie a . On note $v = \frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu_D}$ la fréquence réduite et $v_B = \frac{g_{eff} \nu_L}{\Delta\nu_D} = \frac{\lambda_0^2 e B}{4\pi m_e c^2 \Delta\lambda_D}$ l'élargissement Zeeman. Le facteur de Landé noté g_{eff} est de nature quantique (cf. § 2.1) et caractérise la sensibilité de la raie au champ magnétique.

A.2.2 Solution champ faible

Si nous supposons $g_{eff} \lambda_B \ll \Delta\lambda_D$ et que nous écrivons le profil d'absorption ϕ_p sous la forme $\phi_p = \phi_0(\lambda - \lambda_0)$, il est possible de développer les profils ϕ_b et ϕ_r sous la forme :

$$\phi_{b,r}(\lambda) = \phi_0(\lambda - \lambda_0) \pm g_{eff} \lambda_B \frac{\partial \phi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda}. \quad (A.7)$$

De même pour les profils de dispersion, nous trouvons, au premier ordre en λ_B :

$$\begin{cases} \psi_p(\lambda) = \psi_0(\lambda - \lambda_0), \\ \psi_{b,r}(\lambda) = \psi_0(\lambda - \lambda_0) \pm g_{eff} \lambda_B \frac{\partial \psi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda}. \end{cases} \quad (A.8)$$

Nous en déduisons alors les coefficients d'absorption et de dispersion correspondant :

$$\begin{cases} \eta_I = 1 + \eta_0 \phi_0(\lambda - \lambda_0), \\ \eta_Q = \eta_U = \rho_Q = \rho_U = 0, \\ \eta_V = -\eta_0 g_{eff} \lambda_B \cos \theta \frac{\partial \phi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda}, \\ \rho_V = -\eta_0 g_{eff} \lambda_B \cos \theta \frac{\partial \psi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda}. \end{cases} \quad (A.9)$$

Nous obtenons ainsi les équation de transfert associées :

$$\begin{cases} \frac{dI}{d\tau} = \eta_I(I - B_T) + \eta_V V, \\ \frac{dQ}{d\tau} = \eta_I Q + \rho_V U, \\ \frac{dU}{d\tau} = \eta_I U - \rho_V Q, \\ \frac{dV}{d\tau} = \eta_I V + \eta_V(I - B_T). \end{cases} \quad (A.10)$$

Ces équations mettent en évidence le fait que les équations couplées sur Stokes Q et U n'ont pas de terme source, ainsi en considérant que pour $\tau \rightarrow +\infty$ le champ de rayonnement est non polarisé, on aboutit au résultat que les paramètres Q et U sont identiquement nuls.

Intéressons nous désormais à Stokes V , et notons I_0 l'intensité émergente en l'absence de champ magnétique, tous les autres paramètres restant identiques. Nous obtenons alors, en dérivant l'équation de transfert pour I_0 tout en négligeant la variation de B_T sur la largeur de la raie (approximation raisonnable), une expression analogue à l'équation de transfert pour Stokes V (à un facteur multiplicatif près). Ainsi, par identification :

$$V = -g_{eff} \lambda_B \cos \theta \frac{dI_0}{d\lambda}. \quad (A.11)$$

L'expression obtenue pour V nous informe que le terme $\eta_V V$ présent dans l'équation de transfert de Stokes I est du second ordre en λ_B . Ainsi, au premier ordre, nous avons $I = I_0$.

Nous constatons donc que dans des conditions de champ faible ($g_{eff}\lambda_B \ll \Delta\lambda_B$), en se limitant au premier ordre, Stokes I n'est pas affecté par le champ magnétique (si nous considérons que ce champ ne modifie les paramètres thermodynamiques qui interviennent dans l'équation de transfert). Par ailleurs, Stokes V sera dans ce cas proportionnel à la composante longitudinale du champ et à la dérivée spectrale de l'intensité. Ainsi, la mesure simultanée de Stokes I et V nous renseigne directement sur le champ magnétique longitudinal, dans le cadre de l'approximation champ faible.

Pour conclure cette partie, notons qu'en réalisant le même type de développement au seconde ordre en $g_{eff}\lambda_B$ nous obtiendrions pour Stokes Q et U :

$$\begin{cases} Q(\lambda) = -\frac{1}{4}g_{eff}^2\lambda_B^2 \sin^2 \theta \cos^2 2\chi \frac{d^2 I_0}{d\lambda^2}, \\ U(\lambda) = -\frac{1}{4}g_{eff}^2\lambda_B^2 \sin^2 \theta \sin^2 2\chi \frac{d^2 I_0}{d\lambda^2}. \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Ces expressions nous indiquent que la mesure simultanée de I , Q et U nous permet d'obtenir une estimation du champ perpendiculaire à la ligne de visée, dans le cadre de l'approximation des champs faibles.

A.2.3 Solution d'Unno-Rachkovsky

Sous certaines hypothèses simplificatrices, il est possible de trouver des solutions analytiques aux équations du transfert de rayonnement polarisé. La solution la plus célèbre, dite solution d'Unno-Rachkovsky (Unno 1956; Rachkovsky 1969), se base sur les hypothèses suivantes :

1. Le vecteur \mathbf{B} ne dépend pas de la profondeur optique τ .
2. Tous les paramètres caractéristiques des profils d'absorption ($\Delta\nu_D, a, \eta_0$) sont également constants avec τ .
3. On ne considère pas de champ de vitesses.
4. On suppose une atmosphère de Milne-Eddington, c'est-à-dire une fonction source variant linéairement avec la profondeur optique : $B_T(\tau) = B_0 + B_1\tau$.

Commentons brièvement la validité de ces hypothèses. Les deux premières reviennent à considérer que la raie se forme dans une zone d'épaisseur optique $\Delta\tau$ faible. La suivante n'est pas vraiment justifiée, notamment pour les étoiles dont l'enveloppe est convective, néanmoins ces effets de champs de vitesses peuvent être pris en compte au travers de la largeur Doppler de la raie $\Delta\nu_D$. Enfin, l'hypothèse de l'atmosphère de Milne-Eddington même si elle peut paraître simpliste a déjà fait ses preuves en reproduisant correctement l'assombrissement centre-bord du Soleil, de plus c'est son caractère linéaire qui permet de trouver une solution simple aux équations de transfert.

On pose alors $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)^t$ et $\mathbf{B} = B_T\mathbf{U}$ où $\mathbf{U} = (1, 0, 0, 0)^t$ puis on réécrit le système sous forme matricielle :

$$\mu \frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \mathbf{K}(\mathbf{I} - \mathbf{B}_T). \quad (\text{A.13})$$

Puisque la matrice \mathbf{K} est constante et que $B_T(\tau) = B_0 + B_1\tau$, on recherche le vecteur de Stokes sous la même forme, à savoir : $\mathbf{I}(\tau) = \mathbf{I}_0 + \mathbf{I}_1\tau$. En introduisant cette expression dans (A.13) on obtient alors aisément le vecteur de Stokes émergent :

$$\mathbf{I}_0 = B_0\mathbf{U} + \mu B_1\mathbf{K}^{-1}\mathbf{U}, \quad (\text{A.14})$$

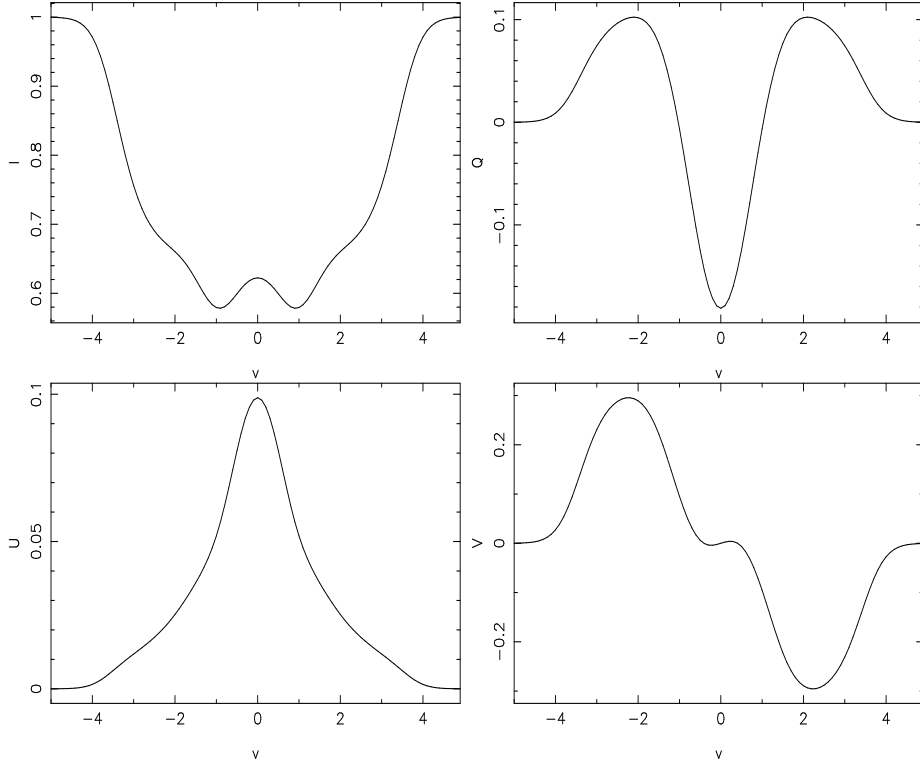


FIGURE A.1 – Paramètres de Stokes calculés avec la solution d’Unno-Rachkovsky, normalisés au continu et tracés en fonction de la fréquence réduite. Les paramètres utilisés sont $\beta = \frac{B_1}{B_0} = 4$, $\mu = 1$, $\eta_0 = 10$, $a = 0$, $v_B = 2$, $\theta = \frac{\pi}{4}$ et $\chi = 0$.

que l’on peut écrire de manière développée :

$$\begin{cases} I = B_0 + \mu B_1 \Delta^{-1} [\eta_I (\eta_I^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2)], \\ Q = -\mu B_1 \Delta^{-1} [\eta_I^2 \eta_Q + \eta_I (\eta_V \rho_U - \eta_U \rho_V) + \rho_Q (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V)], \\ U = -\mu B_1 \Delta^{-1} [\eta_I^2 \eta_U + \eta_I (\eta_Q \rho_V - \eta_V \rho_Q) + \rho_U (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V)], \\ V = -\mu B_1 \Delta^{-1} [\eta_I^2 \eta_V + \eta_I (\eta_U \rho_Q - \eta_Q \rho_U) + \rho_V (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V)], \\ \Delta = \eta_I^2 (\eta_I^2 - \eta_Q^2 - \eta_U^2 - \eta_V^2 + \rho_Q^2 + \rho_U^2 + \rho_V^2) - (\eta_Q \rho_Q + \eta_U \rho_U + \eta_V \rho_V)^2. \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Étoiles observées

B.1 Propriétés

GJ	Nom	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	type spectral	M_V	M_J	π (mas)
182		04 : 59 : 34.83	+01 : 47 : 00.68	M0.5	10.1	7.12	37.50
494 A	DT Vir	13 : 00 : 46.58	+12 : 22 : 32.60	M0.5	9.75	6.44	87.50
410	DS Leo	11 : 02 : 38.34	+21 : 58 : 01.71	M0	9.60	6.52	85.76
49		01 : 02 : 38.87	+62 : 20 : 42.16	M1.5	9.56	6.23	99.44
9520	OT Ser	15 : 21 : 52.93	+20 : 58 : 39.92	M1.5	10.08	6.61	87.79
569 A	CE Boo	14 : 54 : 29.24	+16 : 06 : 03.82	M2.5	10.20	6.63	101.91
388	AD Leo	10 : 19 : 36.28	+19 : 52 : 12.06	M3	9.43	5.45	204.60
896 A	EQ Peg A	23 : 31 : 52.18	+19 : 56 : 14.13	M3.5	10.35	6.16	160.06
873	EV Lac	22 : 46 : 49.73	+44 : 20 : 02.37	M3.5	10.3	6.11	198.07
285	YZ CMi	07 : 44 : 40.17	+03 : 33 : 08.83	M4.5	11.1	6.58	168.59
4247	V374 Peg	22 : 01 : 13.11	+28 : 18 : 24.9	M4	12.01	7.63	111.57
896 B	EQ Peg B	23 : 31 : 52.56	+19 : 56 : 13.90	M4.5	10.71	7.10	160.06
51		01 : 03 : 19.72	+62 : 21 : 55.7	M5	13.66	8.61	99.5
1154 A		12 : 14 : 17.2	+00 : 37 : 25	M5	13.42	8.46	119.4
1224		18 : 07 : 32.927	−15 : 57 : 46.46	M4.5	13.63	8.64	132.6
1156	GL Vir	12 : 18 : 59.40	+11 : 07 : 33.9	M5	13.81	8.53	152.9
1245 B		19 : 53 : 55.09	+44 : 24 : 55.03	M5.5	13.99	8.28	206.0
406	CN Leo	10 : 56 : 28.86	+07 : 00 : 52.8	M5.5	13.53	7.09	419.1
412 B	WX UMa	11 : 05 : 31.33	+43 : 31 : 17.1	M6	14.45	8.74	206.94
1111	DX Cnc	08 : 29 : 49.35	+26 : 46 : 33.74	M6	14.90	8.24	275.8
3622		10 : 48 : 12.61	−11 : 20 : 09.7	M6.5	15.6	8.86	220.3
644 C	VB 8	16 : 55 : 35.29	−08 : 23 : 40.1	M6	16.92	9.78	155.43
752 B	VB 10	19 : 16 : 57.62	+05 : 09 : 02.2	M8	17.50	9.91	170.26

TABLE B.1 – Liste des étoiles observées. Les coordonnées équatoriales sont tirées de la base de données Tycho 2 (Høg *et al.* 2000), les types spectraux proviennent de Reid *et al.* (1995). Les magnitudes en bande V sont celles mentionnées dans la base Simbad, sur le site du CDS. Les magnitudes en bande J sont issues du relevé 2MASS (Cutri *et al.* 2003) et les parallaxes de la mission Hipparcos (ESA 1997). Les étoiles sont classées par masse décroissante, comme dans toutes les tables du document.

B.2 Journal des observations

Nom	Année	n_{obs}	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}I_c$)	B_ℓ (G)	V_{rad} (km.s^{-1})	Cycle
GJ 182	2007	7	55–250	2.4–12.7	-48 (33)	19.34 (0.18)	5.1–9.3
DT Vir	2007	8	140–360	1.9–5.2	11 (34)	-13.24 (0.14)	9.4–12.9
–	2008	21	170–360	2.0–4.5	15 (16)	-13.68 (0.07)	127.3–145.1
DS Leo	2007	9	200–350	1.7–3.2	1 (17)	-14.05 (0.03)	1.9–2.6
–	2008	27	130–350	1.8–5.1	1 (14)	-14.06 (0.03)	25.9–29.5
GJ 49	2007	16	280–450	1.5–2.5	-14 (10)	-6.02 (0.02)	0.5–2.3
OT Ser	2007	11	230–380	1.8–3.2	69 (9)	6.83 (0.05)	61.3–66.9
–	2008	20	150–280	2.4–5.2	52 (35)	6.78 (0.03)	113.2–121.7
CE Boo	2008	19	130–280	2.4–6.2	-91 (20)	-7.34 (0.03)	26.2–28.1
AD Leo	2007	9	274–472	1.4–2.6	-266 (24)	12.39 (0.04)	80.0–84.1
–	2008	14	279–414	1.7–2.7	-247 (32)	12.34 (0.04)	241.2–253.4
EQ Peg A	2006	15	261–374	2.1–3.5	373 (73)	0.31 (0.17)	2.9–9.5
EV Lac	2006	9	329–437	1.7–2.5	-182 (337)	0.28 (0.12)	0.7–2.3
–	2007	15	235–439	1.8–3.5	-84 (300)	0.36 (0.13)	82.1–89.9
YZ CMi	2007	7	235–324	2.6–3.9	-488 (273)	26.63 (0.12)	64.1–68.8
–	2008	25	217–326	2.6–5.0	-446 (182)	26.59 (0.20)	185.1–203.4
V374 Peg	2005	70	99–208	5.7–11.3	323 (99)	-4.74 (0.30)	0.0–45.4
V374 Peg	2006	21	163–222	4.6–6.4	292 (109)	-4.71 (0.24)	788.0–804.02
EQ Peg B	2006	13	150–222	4.7–7.4	284 (65)	3.34 (0.15)	4.5–15.2
GJ 51	2006	6	128–165	7.7–10.1	-990 (313)	-5.52 (0.20)	5.0–9.9
–	2007	9	159–198	5.7–7.0	-1657 (280)	-6.36 (0.74)	412.7–418.7
–	2008	9	118–181	6.9–10.3	-1219 (407)	-6.60 (0.57)	788.0–794.1
GJ 1154 A	2007	6	118–167	7.0–10.5	-714 (76)	-12.83 (0.11)	–
–	2008	4	86–154	8.3–15.9	-700 (75)	-12.92 (0.18)	–
GJ 1224	2008	12	51–185	5.8–19.7	-563 (41)	-32.68 (0.04)	–
GJ 1156	2007	6	120–181	6.8–11.0	82 (72)	5.96 (0.24)	646.5–661.6
–	2008	5	127–158	10.4–8.4	-47 (166)	5.81 (0.13)	1634.1–1640.5
–	2009	9	183–195	6.5–6.9	24 (111)	5.73 (0.24)	2713.5–2720.0
GJ 1245 B	2006	6	158–191	7.1–8.8	-52 (163)	5.42(0.11)	4.2–14.0
–	2007	6	182–226	5.7–7.4	-17 (128)	5.38 (0.10)	597.0–601.2
–	2008	10	138–194	7.2–10.1	-6 (67)	5.46 (0.09)	1054.6–1057.8
CN Leo	2008	4	172–245	4.5–6.7	-691 (54)	19.62 (0.05)	–
WX UMa	2006	8	67–142	19.8–9.6	-1506 (453)	70.25 (0.53)	0.5–4.4
–	2007	6	115–154	8.4–11.8	-1757 (405)	69.95 (0.06)	341.8–349.5
–	2008	5	63–129	10.4–21.4	-1811 (271)	70.15 (0.24)	755.8–758.6
–	2009	11	113–163	8.0–12.5	-1496 (271)	69.83 (0.21)	1214.9–1218.9
DX Cnc	2007	5	119–179	8.3–12.3	132 (76)	10.55 (0.07)	460.7–471.5
–	2008	7	90–161	9.4–16.7	92 (52)	10.44 (0.56)	1160.6–1169.5
–	2009	9	106–187	7.8–14.8	67 (44)	10.67 (0.10)	2012.8–2019.6
GJ 3622	2008	8	128–167	8.9–11.1	-32 (29)	2.27 (0.28)	397.2–402.6
–	2009	6	101–162	9.3–15.0	-26 (26)	2.37 (0.05)	617.3–620.0
VB 8	2009	9	83–107	15.7–20.0	29 (53)	15.39 (0.11)	–
VB 10	2009	9	68–80	22.5–25.7	58 (61)	36.23 (0.14)	–

TABLE B.2 – Journal des observations résumé. Les étoiles sont classées par masse décroissante, comme dans toutes les tables du document. Les séparations horizontales délimitent les trois groupes d'étoiles définis en § 3.5. Les phases sont calculées d'après les éphémérides mentionnées dans [Morin et al. \(2008a\)](#), [Donati et al. \(2008c\)](#), [Morin et al. \(2008b\)](#), et [Morin et al. \(2009\)](#).

B.3 Propriétés magnétiques

Nom	M_\star (M_\odot)	Ro (10^{-2})	B_V (kG)	$\frac{\langle B_V \rangle}{\langle B_I \rangle}$ (%)	Pol. (%)	Dip. (%)	Qua. (%)	Oct. (%)	Axi. (%)
GJ 182 (2007)	0.75	17.4	0.17	7	32	48	18	14	17
DT Vir (2007)	0.59	9.2	0.15	5	38	64	17	8	12
(2008)			0.15	5	53	10	17	17	20
DS Leo (2007)	0.58	43.8	0.10	–	18	52	37	8	58
(2008)			0.09	–	20	52	31	7	16
GJ 49 (2007)	0.57	56.4	0.03	–	48	71	20	7	67
OT Ser (2007)	0.55	9.7	0.14	–	80	47	19	18	86
(2008)			0.12	–	67	33	17	21	66
CE Boo (2008)	0.48	35.0	0.10	6	95	87	6	3	96
AD Leo (2007)	0.42	4.7	0.19	7	99	56	12	5	97
(2008)			0.18	6	95	63	9	3	88
EQ Peg A (2006)	0.39	2.0	0.48	–	85	70	6	6	70
EV Lac (2006)	0.32	6.8	0.57	15	87	60	13	3	36
(2007)			0.49	13	98	75	10	3	31
YZ CMi (2007)	0.31	4.2	0.56	< 14	92	69	10	5	61
(2008)			0.55	< 14	97	72	11	8	86
V374 Peg (2005)	0.28	0.6	0.78	–	96	72	12	7	76
(2006)			0.64	–	96	70	17	4	77
EQ Peg B (2006)	0.25	0.5	0.45	–	97	79	8	5	94
GJ 51 (2006)	0.20	1.2	1.61	–	99	96	0	2	91
(2007)			1.58	–	99	92	0	6	77
(2008)			1.65	–	97	92	1	3	89
GJ 1156 (2007)	0.14	0.3	0.06	3	84	34	24	15	11
(2008)			0.10	5	83	47	23	8	15
(2009)			0.09	4	92	51	27	9	9
GJ 1245 B (2006)	0.12	0.7	0.17	10	80	45	14	13	9
(2007)			0.18	11	84	46	27	7	53
(2008)			0.06	4	85	33	25	19	18
WX UMa (2006)	0.10	0.8	0.89	< 27	97	66	21	6	92
(2007)			0.94	< 28	97	71	13	3	94
(2008)			1.03	< 31	97	69	19	6	85
(2009)			1.06	< 32	96	89	2	2	96
DX Cnc (2007)	0.10	0.5	0.11	6	93	69	11	9	77
(2008)			0.08	5	73	31	25	10	34
(2009)			0.08	5	62	42	11	4	61
GJ 3622 (2008)	0.09	1.5	0.05	–	96	90	7	–	72
(2009)			0.06	–	93	84	9	–	78

TABLE B.3 – Propriétés magnétiques des topologies reconstruites par imagerie Zeeman-Doppler. Les étoiles sont classées par masse décroissante, comme dans toutes les tables du document. Les séparations horizontales délimitent les trois groupes d'étoiles définis en § 3.5.

Liste des figures

1.1	Lois de Hale sur la polarité des taches solaires	13
1.2	Profil de température dans la chromosphère solaire	14
1.3	Champ magnétique solaire : diagramme papillon	15
1.4	Corrélation des indices d'activité au cours du cycle solaire	16
1.5	Schéma de la dynamo $\alpha\Omega$	17
	(a) Effet Ω	17
	(b) Effet α	17
1.6	Rôle de la tachocline : exemples de simulations numériques	20
	(a) Brun <i>et al.</i> (2004)	20
	(b) Browning <i>et al.</i> (2006)	20
1.7	Zones convectives externes à travers le diagramme HR	21
1.8	Relation rotation–activité pour les étoiles froides	22
1.9	Durée d'activité en fonction du type spectral	24
2.1	Effet Zeeman : polarisation des composantes	29
2.2	Effet Zeeman : niveaux d'énergie et transitions possibles	30
2.3	Mesure de l'effet Zeeman dans une tache solaire	31
2.4	Limitation des mesures de champ longitudinal	33
2.5	Définition des paramètres de Stokes à partir des méthodes de mesure	34
2.6	Principe de base du polarimètre	35
2.7	Principe de l'imagerie Doppler	38
	(a) Étoile avec une tache froide	38
	(b) Spectre correspondant	38
2.8	Spectres dynamiques Stokes V	39
	(a) champ radial	39
	(b) champ méridien	39
	(c) champ azimutal	39
2.9	ZDI : Reconstruction d'une topologie simple	44
	(a) Spectres Stokes V	44
	(b) Modèle	44
	(c) Reconstruction	44
2.10	ZDI : Reconstructions d'une topologie complexe	46
	(a) Spectres : $v \sin i = 3 \text{ km.s}^{-1}$	46
	(b) Spectres : $v \sin i = 10 \text{ km.s}^{-1}$	46
	(c) Modèle	46
	(d) Reconstr. $v \sin i = 3 \text{ km.s}^{-1}$	46
	(e) Reconstr. $v \sin i = 10 \text{ km.s}^{-1}$	46
3.1	Comparaison des relations masse–luminosité dans le visible et le nIR	52
	(a) Relation masse–luminosité en bande V	52
	(b) Relation masse–luminosité en bande J	52
3.2	Élargissement Zeeman du profil LSD Stokes I de YZ CMi	54
3.3	Signatures LSD Stokes I et V	56

(a)	DT Vir (2008)	56
(b)	AD Leo (2008)	56
3.4	Spectres dynamique de V374 Peg	58
(a)	2005	58
(b)	2006	58
3.5	Champ magnétique de surface de V374 Peg	59
(a)	2005	59
(b)	2006	59
(c)	Jeu de données complet	59
3.6	Spectre d'énergie magnétique de V374 Peg	60
3.7	Rotation différentielle de V374 Peg : carte de χ^2	60
3.8	Taches photosphériques de V374 Peg en août 2005	61
(a)	Spectre dynamique : données	61
(b)	Spectre dynamique : modèle	61
(c)	Carte Doppler des taches	61
3.9	Activité chromosphérique de V374 Peg en fonction de la rotation	63
3.10	Émission radio de V374 Peg	64
3.11	Spectres et cartes de champ magnétique correspondantes pour DT Vir	65
(a)	Spectres 2008	65
(b)	Champ magnétique	65
3.12	Spectres et cartes de champ magnétique correspondantes pour AD Leo	67
(a)	Spectres 2008	67
(b)	Champ magnétique	67
3.13	Signatures LSD Stokes I et V	69
(a)	WX UMa (2009)	69
(b)	DX Cnc (2009)	69
3.14	Flux magnétique en fonction du nombre de Rossby	71
(a)	Flux magnétique mesuré à partir de Stokes V	71
(b)	Rapport des flux magnétiques mesurés à partir de Stokes V et I	71
3.15	Propriétés magnétiques de l'échantillon	73
4.1	DSB06 : spectres d'énergie magnétique et cinétique	83
(a)	Évolution temporelle du spectre d'énergie magnétique	83
(b)	Comparaison des spectres d'énergie magnétique et cinétique	83
4.2	DSB06 : Influence de la rotation sur le spectre d'énergie magnétique	84
4.3	DSB06 : influence de la rotation sur la topologie magnétique	85
4.4	B08 : moyenne azimutale de B_ϕ	85
4.5	B08 : évolution temporelle des énergies cinétique et magnétique	87
4.6	Flux radiaux d'énergie pour la simulation B	92
4.7	Moyenne azimutale et temporelle de l'hélicité cinétique ($\Omega = 1$)	92
4.8	$\Omega = 1$: évolution temporelle des énergies magnétiques et cinétiques	93
4.9	$\Omega = 1$: évolution temporelle de $\langle B_\phi \rangle$	95
4.10	Évolution de $\langle B_\phi \rangle$ avec le taux de rotation	95
(a)	$\Omega = 0.5$	95
(b)	$\Omega = 1.0$	95
(c)	$\Omega = 2.0$	95
4.11	Évolution de $\langle B_r \rangle$ avec le taux de rotation	96
(a)	$\Omega = 0.5$	96
(b)	$\Omega = 1.0$	96
(c)	$\Omega = 2.0$	96
4.12	Évolution de $\langle U_\phi \rangle$ avec le taux de rotation	96
(a)	$\Omega = 0.5$	96

(b) $\Omega = 1.0$	96
(c) $\Omega = 2.0$	96
A.1 Paramètres de Stokes calculés avec la solution d’Unno-Rachkovsky.	109

Liste des tables

2.1 ZDI : performances de la reconstruction	45
3.1 Paramètres stellaires de l’échantillon étudié	53
4.1 Ordres de grandeur typiques dans le Soleil	79
4.2 Ordres de grandeurs accessibles dans les simulations numériques	80
4.3 DSB06 : paramètres physiques des simulations	82
4.4 B08 : paramètres physiques des simulations	84
4.5 Paramètres communs aux trois simulations	91
4.6 Quantités hydrodynamiques et magnétiques mesurées dans nos simulations	91
4.7 Énergies cinétiques et magnétiques : influence de la rotation	95
B.1 Liste des étoiles observées.	111
B.2 Journal des observations résumé.	112
B.3 Propriétés des topologies magnétiques.	113

Bibliographie

- ANGEL, J. R. P. & LANDSTREET, J. D. 1970 Magnetic Observations of White Dwarfs. *ApJ* **160**, L147.
- BABCOCK, H. W. 1947 Zeeman Effect in Stellar Spectra. *ApJ* **105**, 105.
- BABCOCK, H. W. 1961 The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle. *ApJ* **133**, 572.
- BABCOCK, H. W. & BABCOCK, H. D. 1955 The Sun's Magnetic Field, 1952-1954. *ApJ* **121**, 349.
- BAKOS, G., NOYES, R. W., KOVÁCS, G., STANEK, K. Z., SASSELOV, D. D. & DOMSA, I. 2004 Wide-Field Millimagnitude Photometry with the HAT : A Tool for Extrasolar Planet Detection. *PASP* **116**, 266–277. [arXiv:arXiv:astro-ph/0401219](#).
- BALIUNAS, S. & SOON, W. 1995 Are Variations in the Length of the Activity Cycle Related to Changes in Brightness in Solar-Type Stars? *ApJ* **450**, 896.
- BALIUNAS, S. L., DONAHUE, R. A., SOON, W. H., HORNE, J. H., FRAZER, J., WOODARD-EKLUND, L., BRADFORD, M., RAO, L. M., WILSON, O. C., ZHANG, Q., BENNETT, W., BRIGGS, J., CARROLL, S. M., DUNCAN, D. K., FIGUEROA, D., LANNING, H. H., MISCH, T., MUELLER, J., NOYES, R. W., POPPE, D., PORTER, A. C., ROBINSON, C. R., RUSSELL, J., SHELTON, J. C., SOYUMER, T., VAUGHAN, A. H. & WHITNEY, J. H. 1995 Chromospheric variations in main-sequence stars. *ApJ* **438**, 269–287.
- BARAFFE, I., CHABRIER, G., ALLARD, F. & HAUSCHILDT, P. H. 1998 Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars : mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. *A&A* **337**, 403–412. [arXiv:astro-ph/9805009](#).
- BARNES, J. R., CAMERON, A. C., DONATI, J.-F., JAMES, D. J., MARSDEN, S. C. & PETIT, P. 2005 The dependence of differential rotation on temperature and rotation. *MNRAS* **357**, L1–L5. [arXiv:astro-ph/0410575](#).
- BARNES, J. R., JAMES, D. J. & CAMERON, A. C. 2004 Differential rotation and star-spot evolution on HK Aqr in 2001 and 2002. *MNRAS* **352**, 589–599.
- BEER, J. 2000 Long-term indirect indices of solar variability. *Space Science Reviews* **94**, 53–66.
- BERDYUGINA, S. V. 2005 Starspots : A Key to the Stellar Dynamo. *Living Reviews in Solar Physics* **2**, 8.

- BERGER, E. 2006 Radio Observations of a Large Sample of Late M, L, and T Dwarfs : The Distribution of Magnetic Field Strengths. *ApJ* **648**, 629–636. [arXiv:astro-ph/0603176](#).
- BERGER, E., BASRI, G., FLEMING, T. A., GIAMPAPA, M. S., GIZIS, J. E., LIEBERT, J., MARTIN, E. L., PHAN-BAO, N. & RUTLEDGE, R. E. 2009 Simultaneous Multi-Wavelength Observations of Magnetic Activity in Ultracool Dwarfs. III. X-ray, Radio, and H-alpha Activity Trends in M and L Dwarfs. *ArXiv e-prints* [arXiv:0909.4783](#).
- BERGER, E., GIZIS, J. E., GIAMPAPA, M. S., RUTLEDGE, R. E., LIEBERT, J., MARTÍN, E., BASRI, G., FLEMING, T. A., JOHNS-KRULL, C. M., PHAN-BAO, N. & SHERRY, W. H. 2008 Simultaneous Multiwavelength Observations of Magnetic Activity in Ultracool Dwarfs. I. The Complex Behavior of the M8.5 Dwarf TVLM 513-46546. *ApJ* **673**, 1080–1087. [arXiv:0708.1511](#).
- BONFILS, X., MAYOR, M., DELFOSSE, X., FORVEILLE, T., GILLON, M., PERRIER, C., UDRY, S., BOUCHY, F., LOVIS, C., PEPE, F., QUELOZ, D., SANTOS, N. C. & BERTAUX, J.-L. 2007 The HARPS search for southern extra-solar planets. X. A $m \sin i = 11 M_{\oplus}$ planet around the nearby spotted M dwarf <ASTROBJ>GJ 674</ASTROBJ>. *A&A* **474**, 293–299. [arXiv:0704.0270](#).
- BORRA, E. F. & LANDSTREET, J. D. 1980 The magnetic fields of the AP stars. *ApJS* **42**, 421–445.
- BOUVIER, J. 2007 The rotational evolution of young low mass stars. In *IAU Symposium* (ed. J. Bouvier & I. Appenzeller), *IAU Symposium*, vol. 243, pp. 231–240.
- BRANDENBURG, A. 2003 *Computational aspects of astrophysical MHD and turbulence*, pp. 269–+.
- BRANDENBURG, A. 2005 The Case for a Distributed Solar Dynamo Shaped by Near-Surface Shear. *ApJ* **625**, 539–547. [arXiv:astro-ph/0502275](#).
- BRANDENBURG, A., CHAN, K. L., NORDLUND, Å. & STEIN, R. F. 2005 Effect of the radiative background flux in convection. *Astronomische Nachrichten* **326**, 681–692. [arXiv:astro-ph/0508404](#).
- BRANDENBURG, A. & DOBLER, W. 2002 Hydromagnetic turbulence in computer simulations. *Computer Physics Communications* **147**, 471–475. [arXiv:astro-ph/0111569](#).
- BRANDENBURG, AXEL, STEIN, ROBERT F. & NORDLUND, ÅKE 2000 Astrophysical convection. In *Proceedings “Geophysical and Astrophysical Convection 95”* (ed. Peter A. Fox & Bob Kerr), p. 85. Gordon and Breach Science Publishers. Available from : <http://antares.ncl.ac.uk/~brandenb/papers/gac95j.ps.gz>.
- BRANDENBURG, A. & SUBRAMANIAN, K. 2005 Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory. *Phys. Rep.* **417**, 1–209. [arXiv:astro-ph/0405052](#).
- BROWN, B. P., BROWNING, M. K., MIESCH, M. S., BRUN, A. S. & TOOMRE, J. 2009 Wreathes of Magnetism in Rapidly Rotating Suns. *ArXiv e-prints* [arXiv:0906.2407](#).
- BROWN, S. F., DONATI, J.-F., REES, D. E. & SEMEL, M. 1991 Zeeman-Doppler imaging of solar-type and AP stars. IV - Maximum entropy reconstruction of 2D magnetic topologies. *A&A* **250**, 463–474.
- BROWNING, M. K. 2008 Simulations of Dynamo Action in Fully Convective Stars. *ApJ* **676**, 1262–1280. [arXiv:0712.1603](#).

- BROWNING, M. K., MIESCH, M. S., BRUN, A. S. & TOOMRE, J. 2006 Dynamo Action in the Solar Convection Zone and Tachocline : Pumping and Organization of Toroidal Fields. *ApJ* **648**, L157–L160. [arXiv:astro-ph/0609153](#).
- BRUN, A. S., BROWNING, M. K. & TOOMRE, J. 2005 Simulations of Core Convection in Rotating A-Type Stars : Magnetic Dynamo Action. *ApJ* **629**, 461–481. [arXiv:astro-ph/0610072](#).
- BRUN, A. S., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2004 Global-Scale Turbulent Convection and Magnetic Dynamo Action in the Solar Envelope. *ApJ* **614**, 1073–1098. [arXiv:astro-ph/0610073](#).
- CHABRIER, G. & BARAFFE, I. 1997 Structure and evolution of low-mass stars. *A&A* **327**, 1039–1053. [arXiv:astro-ph/9704118](#).
- CHABRIER, G. & BARAFFE, I. 2000 Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. *ARA&A* **38**, 337–377. [arXiv:astro-ph/0006383](#).
- CHABRIER, G., BARAFFE, I., ALLARD, F. & HAUSCHILDT, P. 2000 Evolutionary Models for Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs with Dusty Atmospheres. *ApJ* **542**, 464–472. [arXiv:astro-ph/0005557](#).
- CHABRIER, G., GALLARDO, J. & BARAFFE, I. 2007 Evolution of low-mass star and brown dwarf eclipsing binaries. *A&A* **472**, L17–L20. [arXiv:0707.1792](#).
- CHABRIER, G. & KÜKER, M. 2006 Large-scale α^2 -dynamo in low-mass stars and brown dwarfs. *A&A* **446**, 1027–1037. [arXiv:astro-ph/0510075](#).
- CHAN, K. L. & SOFIA, S. 1986 Turbulent compressible convection in a deep atmosphere. III - Tests on the validity and limitation of the numerical approach. *ApJ* **307**, 222–241.
- CHANDRASEKHAR, S. 1961 *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. International Series of Monographs on Physics, Oxford : Clarendon, 1961.
- CHARBONNEAU, P. 2005 Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics* **2**, 2.
- CHARBONNEAU, P. & MACGREGOR, K. B. 1997 Solar Interface Dynamos. II. Linear, Kinematic Models in Spherical Geometry. *ApJ* **486**, 502.
- CHRISTENSEN, U. R. 2002 Zonal flow driven by strongly supercritical convection in rotating spherical shells. *Journal of Fluid Mechanics* **470**, 115–133.
- CHRISTENSEN, U. R. & AUBERT, J. 2006 Scaling properties of convection-driven dynamos in rotating spherical shells and application to planetary magnetic fields. *Geophysical Journal International* **166**, 97–114.
- CHRISTENSEN, U. R., HOLZWARTH, V. & REINERS, A. 2009 Energy flux determines magnetic field strength of planets and stars. *Nature* **457**, 167–169.
- CLARET, A. 2004 A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models III. Sloan filters : Calculations for $-5.0 \leq \log[M/H] \leq +1$, $2000K \leq T_{eff} \leq 50000K$ at several surface gravities. *A&A* **428**, 1001–1005.
- COLLIER-CAMERON, A. & UNRUH, Y. C. 1994 Doppler Images of Ab-Doradus in 1992JAN. *MNRAS* **269**, 814.
- COURANT, R., FRIEDRICHS, K. & LEWY, H. 1928 Ber die partiellen differenzengleichungen der mathematischen physik. *Mathematische Annalen* **100**, 32–74.

- COWLING, T. G. 1933 The magnetic field of sunspots. *MNRAS* **94**, 39–48.
- CUTRI, R. M., SKRUTSKIE, M. F., VAN DYK, S., BEICHMAN, C. A., CARPENTER, J. M., CHESTER, T., CAMBRESY, L., EVANS, T., FOWLER, J., GIZIS, J., HOWARD, E., HUCHRA, J., JARRETT, T., KOPAN, E. L., KIRKPATRICK, J. D., LIGHT, R. M., MARSH, K. A. & MCCALLON 2003 *2MASS All Sky Catalog of point sources*. The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive. <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>.
- DE MEDEIROS, J. R. & MAYOR, M. 1995 On the link between rotation and coronal activity in evolved stars. *A&A* **302**, 745.
- DELFOSE, X., FORVEILLE, T., PERRIER, C. & MAYOR, M. 1998 Rotation and chromospheric activity in field M dwarfs. *A&A* **331**, 581–595.
- DELFOSE, X., FORVEILLE, T., SÉGRANSAN, D., BEUZIT, J.-L., UDRY, S., PERRIER, C. & MAYOR, M. 2000 Accurate masses of very low mass stars. IV. Improved mass-luminosity relations. *A&A* **364**, 217–224. [arXiv:astro-ph/0010586](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010586).
- DEMORY, B.-O., GILLON, M., BARMAN, T., BONFILS, X., MAYOR, M., MAZEH, T., QUELOZ, D., UDRY, S., BOUCHY, F., DELFOSE, X., FORVEILLE, T., MALLMANN, F., PEPE, F. & PERRIER, C. 2007 Characterization of the hot Neptune GJ 436 b with Spitzer and ground-based observations. *A&A* **475**, 1125–1129. [arXiv:0707.3809](https://arxiv.org/abs/0707.3809).
- DEUTSCH, A. J. 1957 A method for mapping the surfaces of some magnetic stars. *AJ* **62**, 139.
- DINTRANS, B., PETIT, P. & BRANDENBURG, A. 2009 DNS of penetrative convection in solar type stars. *en préparation*.
- DOBLER, W., STIX, M. & BRANDENBURG, A. 2006 Magnetic Field Generation in Fully Convective Rotating Spheres. *ApJ* **638**, 336–347. [arXiv:astro-ph/0410645](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0410645).
- DONATI, J.F. & LANDSTREET, J. 2009 Magnetic fields of non-degenerate stars. *ArXiv e-prints* [arXiv:0904.1938](https://arxiv.org/abs/0904.1938).
- DONATI, J.-F., MOUTOU, C., FARÈS, R., BOHLENDER, D., CATALA, C., DELEUIL, M., SHKOLNIK, E., CAMERON, A. C., JARDINE, M. M. & WALKER, G. A. H. 2008a Magnetic cycles of the planet-hosting star τ Bootis. *MNRAS* **385**, 1179–1185. [arXiv:0802.1584](https://arxiv.org/abs/0802.1584).
- DONATI, J.F., SKELLY, M.B., BOUVIER, J., JARDINE, M.M., GREGORY, S.G., MORIN, J., HUSSAIN, G.A.J., DOUGADOS, C., MÉNARD, F. & UNRUH, Y. 2009 Complex magnetic topology and strong differential rotation on the low-mass T Tauri star V2247 Oph. *accepted for publication in MNRAS*.
- DONATI, J.-F. 2001 Imaging the Magnetic Topologies of Cool Active Stars. In *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy* (ed. H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers), *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 573, p. 207.
- DONATI, J.-F. 2003 ESPaDOnS : An Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars at CFHT. In *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (ed. J. Trujillo-Bueno & J. Sanchez Almeida), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 307, p. 41.
- DONATI, J.-F. & BROWN, S. F. 1997 Zeeman-Doppler imaging of active stars. V. Sensitivity of maximum entropy magnetic maps to field orientation. *A&A* **326**, 1135–1142.

- DONATI, J.-F., CAMERON, A.C., SEMEL, M., HUSSAIN, G.A.J., PETIT, P., CARTER, B.D., MARSDEN, S.C., MENGEL, M., LOPEZ ARISTE, A., JEFFERS, S.V. & REES, D.E. 2003*a* Dynamo processes and activity cycles of the active stars AB Doradus, LQ Hydrae and HR 1099. *MNRAS* **345**, 1145–1186.
- DONATI, J.-F. & COLLIER CAMERON, A. 1997 Differential rotation and magnetic polarity patterns on AB Doradus. *MNRAS* **291**, 1–19.
- DONATI, J.-F., COLLIER CAMERON, A. & PETIT, P. 2003*b* Temporal fluctuations in the differential rotation of cool active stars. *MNRAS* **345**, 1187–1199. [arXiv:astro-ph/0307448](#).
- DONATI, J.-F., FORVEILLE, T., CAMERON, A. C., BARNES, J. R., DELFOSSE, X., JARDINE, M. M. & VALENTI, J. A. 2006*a* The Large-Scale Axisymmetric Magnetic Topology of a Very-Low-Mass Fully Convective Star. *Science* **311**, 633–635. [arXiv:astro-ph/0602069](#).
- DONATI, J.-F., HOWARTH, I. D., JARDINE, M. M., PETIT, P., CATALA, C., LANDSTREET, J. D., BOURET, J.-C., ALECIAN, E., BARNES, J. R., FORVEILLE, T., PALETOU, F. & MANSET, N. 2006*b* The surprising magnetic topology of τ Sco : fossil remnant or dynamo output ? *MNRAS* **370**, 629–644. [arXiv:astro-ph/0606156](#).
- DONATI, J.-F., JARDINE, M. M., GREGORY, S. G., PETIT, P., BOUVIER, J., DOUGADOS, C., MÉNARD, F., CAMERON, A. C., HARRIES, T. J., JEFFERS, S. V. & PALETOU, F. 2007 Magnetic fields and accretion flows on the classical T Tauri star V2129 Oph. *MNRAS* **380**, 1297–1312. [arXiv:0709.1414](#).
- DONATI, J.-F., JARDINE, M. M., GREGORY, S. G., PETIT, P., PALETOU, F., BOUVIER, J., DOUGADOS, C., MÉNARD, F., CAMERON, A. C., HARRIES, T. J., HUSSAIN, G. A. J., UNRUH, Y., MORIN, J., MARSDEN, S. C., MANSET, N., AURIÈRE, M., CATALA, C. & ALECIAN, E. 2008*b* Magnetospheric accretion on the T Tauri star BP Tauri. *MNRAS* **386**, 1234–1251. [arXiv:0802.2052](#).
- DONATI, J.-F., MENGEL, M., CARTER, B. D., MARSDEN, S., COLLIER CAMERON, A. & WICHMANN, R. 2000 Surface differential rotation and prominences of the Lupus post T Tauri star RX J1508.6-4423. *MNRAS* **316**, 699–715.
- DONATI, J.-F., MORIN, J., PETIT, P., DELFOSSE, X., FORVEILLE, T., AURIÈRE, M., CABANAC, R., DINTRANS, B., FARES, R., GASTINE, T., JARDINE, M. M., LIGNIÈRES, F., PALETOU, F., VELEZ, J. C. R. & THÉADO, S. 2008*c* Large-scale magnetic topologies of early M dwarfs. *MNRAS* **390**, 545–560. [arXiv:0809.0269](#).
- DONATI, J.-F., SEMEL, M., CARTER, B. D., REES, D. E. & COLLIER CAMERON, A. 1997 Spectropolarimetric observations of active stars. *MNRAS* **291**, 658.
- DONATI, J.-F., WADE, G. A., BABEL, J., HENRICHS, H. F., DE JONG, J. A. & HARRIES, T. J. 2001 The magnetic field and wind confinement of β Cephei : new clues for interpreting the Be phenomenon ? *MNRAS* **326**, 1265–1278.
- DORCH, S. B. F. & LUDWIG, H.-G. 2002 Small-scale magnetic fields on late-type M-dwarfs. *Astronomische Nachrichten* **323**, 402–406. [arXiv:arXiv:astro-ph/0205458](#).
- DURNEY, B. R., DE YOUNG, D. S. & ROXBURGH, I. W. 1993 On the generation of the large-scale and turbulent magnetic fields in solar-type stars. *Sol. Phys.* **145**, 207–225.
- DURNEY, B. R. & ROBINSON, R. D. 1982 On an estimate of the dynamo-generated magnetic fields in late-type stars. *ApJ* **253**, 290–297.

- EDDY, J. A. 1976 The Maunder Minimum. *Science* **192**, 1189–1202.
- EDWARDS, S., STROM, S. E., HARTIGAN, P., STROM, K. M., HILLENBRAND, L. A., HERBST, W., ATTRIDGE, J., MERRILL, K. M., PROBST, R. & GATLEY, I. 1993 Angular momentum regulation in low-mass young stars surrounded by accretion disks. *AJ* **106**, 372–382.
- ENDL, M., COCHRAN, W. D., KÜRSTER, M., PAULSON, D. B., WITTENMYER, R. A., MACQUEEN, P. J. & TULL, R. G. 2006 Exploring the Frequency of Close-in Jovian Planets around M Dwarfs. *ApJ* **649**, 436–443. [arXiv:arXiv:astro-ph/0606121](#).
- ESA 1997 The Hipparcos and Tycho Catalogues (ESA 1997). *VizieR Online Data Catalog* **1239**, 0.
- FARES, R., DONATI, J.-F., MOUTOU, C., BOHLENDER, D., CATALA, C., DELEUIL, M., SHKOLNIK, E., CAMERON, A. C., JARDINE, M. M. & WALKER, G. A. H. 2009 Magnetic cycles of the planet-hosting star τ Bootis - II. A second magnetic polarity reversal. *MNRAS* **398**, 1383–1391. [arXiv:0906.4515](#).
- FAVATA, F., MICELA, G. & REALE, F. 2000 The corona of the dMe flare star AD Leo. *A&A* **354**, 1021–1035. [arXiv:astro-ph/9912462](#).
- FEKEL, F. C. & HENRY, G. W. 2000 Chromospherically Active Stars. XVIII. Sorting Out the Variability of HD 95559 and Gliese 410=DS Leonis. *AJ* **120**, 3265–3273.
- FREYTAG, B., STEFFEN, M. & DORCH, B. 2002 Spots on the surface of Betelgeuse – Results from new 3D stellar convection models. *Astronomische Nachrichten* **323**, 213–219.
- FRÖHLICH, C. 2004 Solar Irradiance Variability. In *Solar Variability and its Effects on Climate. Geophysical Monograph 141* (ed. J. M. Pap, P. Fox, C. Frohlich, H. S. Hudson, J. Kuhn, J. McCormack, G. North, W. Sprigg & S. T. Wu), *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, vol. 141, p. 97.
- GALSGAARD, K. & NORDLUND, Å. 1996 Heating and activity of the solar corona 1. Boundary shearing of an initially homogeneous magnetic field. *J. Geophys. Res.* **101**, 13445–13460.
- GLEISSBERG, W. 1939 A long-periodic fluctuation of the sun-spot numbers. *The Observatory* **62**, 158–159.
- GONCHARSKIJ, A. V., STEPANOV, V. V., KHOKHLOVA, V. L. & YAGOLA, A. G. 1982 Mapping of chemical elements on the surfaces of AP stars. I Solution of the inverse problem of finding local profiles of spectral lines. *AZh* **59**, 1146–1156.
- GOUDARD, L. & DORMY, E. 2008 Relations between the dynamo region geometry and the magnetic behavior of stars and planets. *Europhysics Letters* **83**, 59001–+. [arXiv:0901.0828](#).
- GÜDEL, M. 2004 X-ray astronomy of stellar coronae. *A&A Rev.* **12**, 71–237. [arXiv:astro-ph/0406661](#).
- GUEDEL, M. & BENZ, A. O. 1993 X-ray/microwave relation of different types of active stars. *ApJ* **405**, L63–L66.
- HALE, G. E. 1908 On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *ApJ* **28**, 315.

- HALE, G. E., ELLERMAN, F., NICHOLSON, S. B. & JOY, A. H. 1919 The Magnetic Polarity of Sun-Spots. *ApJ* **49**, 153.
- HALE, G. E. & NICHOLSON, S. B. 1925 The Law of Sun-Spot Polarity. *ApJ* **62**, 270.
- HALL, D. S. 1991 Learning about stellar dynamos from long-term photometry of starspots. In *IAU Colloq. 130 : The Sun and Cool Stars. Activity, Magnetism, Dynamos* (ed. I. Tuominen, D. Moss & G. Rüdiger), *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 380, p. 353.
- HALL, J. C. 2008 Stellar Chromospheric Activity. *Living Reviews in Solar Physics* **5**, 2.
- HALLINAN, G., ANTONOVA, A., DOYLE, J. G., BOURKE, S., LANE, C. & GOLDEN, A. 2008 Confirmation of the Electron Cyclotron Maser Instability as the Dominant Source of Radio Emission from Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs. *ApJ* **684**, 644–653. [arXiv:0805.4010](#).
- HALLINAN, G., BOURKE, S., LANE, C., ANTONOVA, A., ZAVALA, R. T., BRISKEN, W. F., BOYLE, R. P., VRBA, F. J., DOYLE, J. G. & GOLDEN, A. 2007 Periodic Bursts of Coherent Radio Emission from an Ultracool Dwarf. *ApJ* **663**, L25–L28. [arXiv:0705.2054](#).
- HALLINAN, G., DOYLE, G., ANTONOVA, A., BOURKE, S., JARDINE, M., DONATI, J.-F., MORIN, J. & GOLDEN, A. 2009 Mapping the Radio Coronae of Cool Stars and Brown Dwarfs. In *American Institute of Physics Conference Series* (ed. E. Stempels), *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1094, pp. 146–151.
- HARTMAN, J. D., BAKOS, G. Á., NOYES, R. W., SIPÖCZ, B., KOVÁCS, G., MAZEH, T., SHPORER, A. & PÁL, A. 2009 A Photometric Variability Survey of Field K and M Dwarf Stars with HATNet. *ArXiv e-prints* [arXiv:0907.2924](#).
- HARTMANN, L. W. & NOYES, R. W. 1987 Rotation and magnetic activity in main-sequence stars. *ARA&A* **25**, 271–301.
- HAWLEY, S. L., ALLRED, J. C., JOHNS-KRULL, C. M., FISHER, G. H., ABBETT, W. P., ALEKSEEV, I., AVGOLOUPIS, S. I., DEUSTUA, S. E., GUNN, A., SEIRADAKIS, J. H., SIRK, M. M. & VALENTI, J. A. 2003 Multiwavelength Observations of Flares on AD Leonis. *ApJ* **597**, 535–554.
- HAWLEY, S. L., GIZIS, J. E. & REID, I. N. 1996 The Palomar/MSU Nearby Star Spectroscopic Survey.II.The Southern M Dwarfs and Investigation of Magnetic Activity. *AJ* **112**, 2799.
- HEYVAERTS, J. & PRIEST, E. R. 1992 A self-consistent turbulent model for solar coronal heating. *ApJ* **390**, 297–308.
- HØG, E., FABRICIUS, C., MAKAROV, V. V., URBAN, S., CORBIN, T., WYCOFF, G., BASTIAN, U., SCHWEKENDIEK, P. & WICENEC, A. 2000 The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. *A&A* **355**, L27–L30.
- HORNE, K. 1986 An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. *PASP* **98**, 609–617.
- IRWIN, J., CHARBONNEAU, D., NUTZMAN, P. & FALCO, E. 2009 The MEarth project : searching for transiting habitable super-Earth planets around nearby M-dwarfs. In *American Institute of Physics Conference Series* (ed. E. Stempels), *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1094, pp. 445–448.

- JAMES, D. J., JARDINE, M. M., JEFFRIES, R. D., RANDICH, S., COLLIER CAMERON, A. & FERREIRA, M. 2000 X-ray emission from nearby M-dwarfs : the super-saturation phenomenon. *MNRAS* **318**, 1217–1226. [arXiv:astro-ph/0007159](#).
- JARDINE, M., BARNES, J. R., DONATI, J.-F. & COLLIER CAMERON, A. 1999 The potential magnetic field of AB Doradus : comparison with Zeeman-Doppler images. *MNRAS* **305**, L35–L39.
- JARDINE, M., COLLIER CAMERON, A. & DONATI, J.-F. 2002a The global magnetic topology of AB Doradus. *MNRAS* **333**, 339–346. [arXiv:arXiv:astro-ph/0205132](#).
- JARDINE, M. & UNRUH, Y. C. 1999 Coronal emission and dynamo saturation. *A&A* **346**, 883–891.
- JARDINE, M., WOOD, K., COLLIER CAMERON, A., DONATI, J.-F. & MACKAY, D. H. 2002b Inferring X-ray coronal structures from Zeeman-Doppler images. *MNRAS* **336**, 1364–1370. [arXiv:arXiv:astro-ph/0207522](#).
- JOHNS-KRULL, C. M. 2007 The Magnetic Fields of Classical T Tauri Stars. *ApJ* **664**, 975–985. [arXiv:0704.2923](#).
- JOHNS-KRULL, C. M. & VALENTI, J. A. 1996 Detection of Strong Magnetic Fields on M Dwarfs. *ApJ* **459**, L95.
- JOHNS-KRULL, C. M., VALENTI, J. A. & KORESKE, C. 1999 Measuring the Magnetic Field on the Classical T Tauri Star BP Tauri. *ApJ* **516**, 900–915.
- JONES, E., OLIPHANT, T., PETERSON, P. *et al.* 2001–2009 SciPy : Open source scientific tools for Python. Available from : <http://www.scipy.org/>.
- KHOKHLOVA, V. L. 1975 Mapping of "spots" on the surface of Ap stars by means of line profiles. *AZh* **52**, 950.
- KIPPENHAHN, R. & WEIGERT, A. 1990 *Stellar Structure and Evolution*.
- KIRAGA, M. & STEPIEN, K. 2007 Age-Rotation-Activity Relations for M Dwarf Stars. *Acta Astronomica* **57**, 149–172. [arXiv:0707.2577](#).
- KOCHUKHOV, O., DRAKE, N. A., PISKUNOV, N. & DE LA REZA, R. 2004 Multi-element abundance Doppler imaging of the rapidly oscillating Ap star HR 3831. *A&A* **424**, 935–950.
- KOENIGL, A. 1991 Disk accretion onto magnetic T Tauri stars. *ApJ* **370**, L39–L43.
- KOLMOGOROV, A. 1941 The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady* **30**, 301–305.
- KRAFT, R. P. 1967 Studies of Stellar Rotation. V. The Dependence of Rotation on Age among Solar-Type Stars. *ApJ* **150**, 551.
- KRAUSE, F. & RAEDLER, K.-H. 1980 *Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory*.
- KÜKER, M. & RÜDIGER, G. 1999 Magnetic field generation in weak-line T Tauri stars : an alpha (2) -dynamo. *A&A* **346**, 922–928.
- KÜKER, M. & RÜDIGER, G. 2005 Differential rotation on the lower main sequence. *Astronomische Nachrichten* **326**, 265–268. [arXiv:arXiv:astro-ph/0504411](#).

- LAMM, M. H., MUNDT, R., BAILER-JONES, C. A. L. & HERBST, W. 2005 Rotational evolution of low mass stars : The case of NGC 2264. *A&A* **430**, 1005–1026.
- LANDI DEGL’INNOCENTI, E. & LANDOLFI, M., ed. 2004 *Polarization in Spectral Lines, Astrophysics and Space Science Library*, vol. 307.
- LANDSTREET, J. D. 1982 A search for magnetic fields in normal upper-main-sequence stars. *ApJ* **258**, 639–650.
- LARMOR, J. 1919 How Could a Rotating Body Such as the Sun Become a Magnet ? *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.* .
- LEIGHTON, R. B. 1969 A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle. *ApJ* **156**, 1.
- LEROY, J. L. 1962 Contributions à l’étude de la polarisation de la lumière solaire. *Annales d’Astrophysique* **25**, 127.
- LEROY, J. L. 1995 Linear polarimetry of AP stars. V. A general catalogue of measurements. *A&AS* **114**, 79.
- LIVINGSTON, W. C. & HARVEY, J. 1975 A New Component of Solar Magnetism - The Inner Network Fields. In *Bulletin of the American Astronomical Society, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 7, p. 346.
- MANGENEY, A. & PRADERIE, F. 1984 The influence of convection and rotation on X-ray emission in main sequence stars. *A&A* **130**, 143–150.
- MARSDEN, S. C., DONATI, J.-F., SEMEL, M., PETIT, P. & CARTER, B. D. 2006 Surface differential rotation and photospheric magnetic field of the young solar-type star HD 171488 (V889 Her). *MNRAS* **370**, 468–476.
- MARSH, T. R. 1989 The extraction of highly distorted spectra. *PASP* **101**, 1032–1037.
- MATHYS, G., HUBRIG, S., LANDSTREET, J. D., LANZ, T. & MANFROID, J. 1997 The mean magnetic field modulus of AP stars. *A&AS* **123**, 353–402.
- MAYOR, M. 1980 Metal abundances of F and G dwarfs determined by the radial velocity scanner CORAVEL. *A&A* **87**, L1.
- MIESCH, M. S. 2005 Large-Scale Dynamics of the Convection Zone and Tachocline. *Living Reviews in Solar Physics* **2**, 1.
- MOHANTY, S. & BASRI, G. 2003 Rotation and Activity in Mid-M to L Field Dwarfs. *ApJ* **583**, 451–472. [arXiv:astro-ph/0201455](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201455).
- MOHANTY, S., BASRI, G., SHU, F., ALLARD, F. & CHABRIER, G. 2002 Activity in Very Cool Stars : Magnetic Dissipation in Late M and L Dwarf Atmospheres. *ApJ* **571**, 469–486. [arXiv:astro-ph/0201518](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201518).
- MORALES, J. C., RIBAS, I. & JORDI, C. 2008 The effect of activity on stellar temperatures and radii. *A&A* **478**, 507–512. [arXiv:0711.3523](https://arxiv.org/abs/0711.3523).
- MORIN, J., DONATI, J.F., PETIT, P., DELFOSSE, X., FORVEILLE, T., DINTRANS, B. & JARDINE, M.M. 2009 Large-scale magnetic topologies of late M dwarfs. *en préparation* .
- MORIN, J., DONATI, J.-F., FORVEILLE, T., DELFOSSE, X., DOBLER, W., PETIT, P., JARDINE, M. M., CAMERON, A. C., ALBERT, L., MANSET, N., DINTRANS, B., CHABRIER, G. & VALENTI, J. A. 2008a The stable magnetic field of the fully convective star V374 Peg. *MNRAS* **384**, 77–86. [arXiv:0711.1418](https://arxiv.org/abs/0711.1418).

- MORIN, J., DONATI, J.-F., PETIT, P., DELFOSSE, X., FORVEILLE, T., ALBERT, L., AURIÈRE, M., CABANAC, R., DINTRANS, B., FARES, R., GASTINE, T., JARDINE, M. M., LIGNIÈRES, F., PALETOU, F., RAMIREZ VELEZ, J. C. & THÉADO, S. 2008*b* Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs. *MNRAS* **390**, 567–581. [arXiv:0808.1423](#).
- NORTON, A. J., WHEATLEY, P. J., WEST, R. G., HASWELL, C. A., STREET, R. A., COLLIER CAMERON, A., CHRISTIAN, D. J., CLARKSON, W. I., ENOCH, B., GAL-LAWAY, M., HELIER, C., HORNE, K., IRWIN, J., KANE, S. R., LISTER, T. A. & NICHOLAS, J. P. 2007 New periodic variable stars coincident with ROSAT sources discovered using SuperWASP. *A&A* **467**, 785–905. [arXiv:astro-ph/0702631](#).
- NOYES, R. W., HARTMANN, L. W., BALIUNAS, S. L., DUNCAN, D. K. & VAUGHAN, A. H. 1984 Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *ApJ* **279**, 763–777.
- OSSENDRIJVER, M. 2003 The solar dynamo. *A&A Rev.* **11**, 287–367.
- PALLAVICINI, R., GOLUB, L., ROSNER, R., VAIANA, G. S., AYRES, T. & LINSKY, J. L. 1981 Relations among stellar X-ray emission observed from Einstein, stellar rotation and bolometric luminosity. *ApJ* **248**, 279–290.
- PARKER, E. N. 1955 Hydromagnetic Dynamo Models. *ApJ* **122**, 293.
- PARKER, E. N. 1970 The Origin of Magnetic Fields. *ApJ* **160**, 383.
- PARKER, E. N. 1993 A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation. *ApJ* **408**, 707–719.
- PETIT, P., DINTRANS, B., SOLANKI, S. K., DONATI, J.-F., AURIÈRE, M., LIGNIÈRES, F., MORIN, J., PALETOU, F., RAMIREZ VELEZ, J., CATALA, C. & FARES, R. 2008 Toroidal versus poloidal magnetic fields in Sun-like stars : a rotation threshold. *MNRAS* **388**, 80–88. [arXiv:0804.1290](#).
- PETIT, P., DONATI, J.-F., AURIÈRE, M., LANDSTREET, J. D., LIGNIÈRES, F., MARSDEN, S., MOUILLET, D., PALETOU, F., TOQUÉ, N. & WADE, G. A. 2005 Large-scale magnetic field of the G8 dwarf ξ Bootis A. *MNRAS* **361**, 837–849. [arXiv:astro-ph/0505438](#).
- PETIT, P., DONATI, J.-F. & COLLIER CAMERON, A. 2002 Differential rotation of cool active stars : the case of intermediate rotators. *MNRAS* **334**, 374–382.
- PETTERSEN, B. R. 1980 Starspots and the rotation of the flare star EV Lac. *AJ* **85**, 871–874.
- PETTERSEN, B. R., KERN, G. A. & EVANS, D. S. 1983 Starspots and stellar flares on EV Lac and YZ CMi. *A&A* **123**, 184–.
- PISKUNOV, N. & KOCHUKHOV, O. 2002 Doppler Imaging of stellar magnetic fields. I. Techniques. *A&A* **381**, 736–756.
- PIZZOLATO, N., MAGGIO, A., MICELA, G., SCIORTINO, S. & VENTURA, P. 2003 The stellar activity-rotation relationship revisited : Dependence of saturated and non-saturated X-ray emission regimes on stellar mass for late-type dwarfs. *A&A* **397**, 147–157.
- PRESS, W. H., TEUKOLSKY, S. A., VETTERLING, W. T. & FLANNERY, B. P. 1992 *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*.

- PROUDMAN, J. 1916 On the Motion of Solids in a Liquid Possessing Vorticity. *Royal Society of London Proceedings Series A* **92**, 408–424.
- RACHKOVSKY, D. N. 1969 The formation of absorption lines in an inhomogeneous magnetic field. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoy Observatorii* **40**, 127–137.
- RADICK, R. R., LOCKWOOD, G. W., SKIFF, B. A. & BALIUNAS, S. L. 1998 Patterns of Variation among Sun-like Stars. *ApJS* **118**, 239–258.
- RADICK, R. R., MIHALAS, D., HARTMANN, L., WORDEN, S. P., AFRICANO, J. L., KLIMKE, A. & TYSON, E. T. 1982 The photometric variability of solar-type stars. I - Preliminary results for the Pleiades, Hyades, and the Malmquist Field. *PASP* **94**, 934–944.
- REES, D. E. & SEMEL, M. D. 1979 Line formation in an unresolved magnetic element - A test of the centre of gravity method. *A&A* **74**, 1–5.
- REID, I. N., HAWLEY, S. L. & GIZIS, J. E. 1995 The Palomar/MSU Nearby-Star Spectroscopic Survey. I. The Northern M Dwarfs -Bandstrengths and Kinematics. *AJ* **110**, 1838.
- REINERS, A. 2007 At the Bottom of the Main Sequence : Activity and magnetic fields beyond the threshold to complete convection. *ArXiv e-prints* [arXiv:0712.2357](https://arxiv.org/abs/0712.2357).
- REINERS, A. & BASRI, G. 2006 Measuring Magnetic Fields in Ultracool Stars and Brown Dwarfs. *ApJ* **644**, 497–509. [arXiv:astro-ph/0602221](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602221).
- REINERS, A. & BASRI, G. 2007 The First Direct Measurements of Surface Magnetic Fields on Very Low Mass Stars. *ApJ* **656**, 1121–1135. [arXiv:astro-ph/0610365](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610365).
- REINERS, A. & BASRI, G. 2009 On the magnetic topology of partially and fully convective stars. *A&A* **496**, 787–790. [arXiv:0901.1659](https://arxiv.org/abs/0901.1659).
- REINERS, A., BASRI, G. & BROWNING, M. 2009 Evidence for Magnetic Flux Saturation in Rapidly Rotating M Stars. *ApJ* **692**, 538–545. [arXiv:0810.5139](https://arxiv.org/abs/0810.5139).
- RIBAS, I. 2006 Masses and Radii of Low-Mass Stars : Theory Versus Observations. *Ap&SS* **304**, 89–92. [arXiv:astro-ph/0511431](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0511431).
- RICE, J. B. & WEHLAU, W. H. 1994 Doppler imaging of the AP star 17 Comae Berenices. *A&A* **291**, 825–830.
- RICE, J. B., WEHLAU, W. H. & KHOKHLOVA, V. L. 1989 Mapping stellar surfaces by Doppler imaging - Technique and application. *A&A* **208**, 179–188.
- ROBINSON, JR., R. D. 1980 Magnetic field measurements on stellar sources - A new method. *ApJ* **239**, 961–967.
- ROBRADÉ, J. & SCHMITT, J. H. M. M. 2005 X-ray properties of active M dwarfs as observed by XMM-Newton. *A&A* **435**, 1073–1085. [arXiv:astro-ph/0504145](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504145).
- RUDIGER, G., R., HOLLERBACH & HUGHES, D. 2005 Book Review : THE MAGNETIC UNIVERSE : GEOPHYSICAL AND ASTROPHYSICAL DYNAMO THEORY / Wiley, 2004. *The Observatory* **125**, 178.
- SAAR, S. H. 1988 Improved methods for the measurement and analysis of stellar magnetic fields. *ApJ* **324**, 441–465.

- SAAR, S. H. 2001 Recent Measurements of (and Inferences About) Magnetic Fields on K and M Stars (CD-ROM Directory : contribs/saar1). In *11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun* (ed. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, & M. R. Zapaterio Osorio), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 223, p. 292.
- SAAR, S. H. & LINSKY, J. L. 1985 The photospheric magnetic field of the dM3.5e flare star AD Leonis. *ApJ* **299**, L47–L50.
- SANDERSON, T. R., APPOURCHAUX, T., HOEKSEMA, J. T. & HARVEY, K. L. 2003 Observations of the Sun's magnetic field during the recent solar maximum. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1035.
- SCHADEE, A. 1978 On the Zeeman effect in electronic transitions of diatomic molecules. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **19**, 517–531.
- SCHATZMAN, E. 1962 A theory of the role of magnetic activity during star formation. *Annales d'Astrophysique* **25**, 18.
- SCHMITT, J. H. M. M. & LIEFKE, C. 2004 NEXXUS : A comprehensive ROSAT survey of coronal X-ray emission among nearby solar-like stars. *A&A* **417**, 651–665. [arXiv:astro-ph/0308510](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308510).
- SCHWABE, M. 1844 Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau. *Astronomische Nachrichten* **21**, 233.
- SEMEL, M. 1989 Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles. *A&A* **225**, 456–466.
- SEMEL, M., DONATI, J.-F. & REES, D. E. 1993 Zeeman-Doppler imaging of active stars. 3 : Instrumental and technical considerations. *A&A* **278**, 231–237.
- SEMEL, M. & LI, J. 1996 Zeeman-Doppler Imaging of Solar-Type Stars : Multi Line Technique. *Sol. Phys.* **164**, 417–428.
- SHU, F. H., ADAMS, F. C. & LIZANO, S. 1987 Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *ARA&A* **25**, 23–81.
- SIESS, L., DUFOUR, E. & FORESTINI, M. 2000 An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars. *A&A* **358**, 593–599. [arXiv:astro-ph/0003477](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003477).
- SIMON, G. W., TITLE, A. M., TOPKA, K. P., TARBELL, T. D., SHINE, R. A., FERGUSON, S. H., ZIRIN, H. & SOUP TEAM 1988 On the relation between photospheric flow fields and the magnetic field distribution on the solar surface. *ApJ* **327**, 964–967.
- SKILLING, J. & BRYAN, R. K. 1984 Maximum Entropy Image Reconstruction - General Algorithm. *MNRAS* **211**, 111.
- SKUMANICH, A. 1972 Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion. *ApJ* **171**, 565.
- SNELL, R. L., LOREN, R. B. & PLAMBECK, R. L. 1980 Observations of CO in L1551 - Evidence for stellar wind driven shocks. *ApJ* **239**, L17–L22.
- SOLANKI, S. K. 2003 Sunspots : An overview. *A&A Rev.* **11**, 153–286.
- SPIEGEL, E. A. & ZAHN, J.-P. 1992 The solar tachocline. *A&A* **265**, 106–114.

- SPIESMAN, W. J. & HAWLEY, S. L. 1986 Periodic variability of AD Leo and GL 490A. *AJ* **92**, 664.
- STIX, M. 2002 *The sun : an introduction*.
- UDRY, S., BONFILS, X., DELFOSSE, X., FORVEILLE, T., MAYOR, M., PERRIER, C., BOUCHY, F., LOVIS, C., PEPE, F., QUELOZ, D. & BERTAUX, J.-L. 2007 The HARPS search for southern extra-solar planets. XI. Super-Earths (5 and 8 M_{\oplus}) in a 3-planet system. *A&A* **469**, L43–L47. [arXiv:0704.3841](https://arxiv.org/abs/0704.3841).
- UNNO, W. 1956 Line Formation of a Normal Zeeman Triplet. *PASJ* **8**, 108.
- VALENTI, J. A., JOHNS-KRULL, C. M. & PISKUNOV, N. E. 2001 Using FeH to Measure Magnetic Fields on Cool Stars and Brown Dwarfs (CD-ROM Directory : contribs/valenti). In *11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun* (ed. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo & M. R. Zapaterio Osorio), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 223, p. 1579.
- VALENTI, J. A., MARCY, G. W. & BASRI, G. 1995 Infrared Zeeman analysis of epsilon Eridani. *ApJ* **439**, 939–956.
- VERNAZZA, J. E., AVRETT, E. H. & LOESER, R. 1981 Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *ApJS* **45**, 635–725.
- VILHU, O. & WALTER, F. M. 1987 Chromospheric-coronal activity at saturated levels. *ApJ* **321**, 958–966.
- VOGT, S. S., PENROD, G. D. & HATZES, A. P. 1987 Doppler images of rotating stars using maximum entropy image reconstruction. *ApJ* **321**, 496–515.
- WALTER, F. M. & BOWYER, S. 1981 On the coronae of rapidly rotating stars. I - The relation between rotation and coronal activity in RS CVn systems. *ApJ* **245**, 671–676.
- WEST, A. A., HAWLEY, S. L., BOCHANSKI, J. J., COVEY, K. R., REID, I. N., DHITAL, S., HILTON, E. J. & MASUDA, M. 2008 Constraining the Age-Activity Relation for Cool Stars : The Sloan Digital Sky Survey Data Release 5 Low-Mass Star Spectroscopic Sample. *AJ* **135**, 785–795. [arXiv:0712.1590](https://arxiv.org/abs/0712.1590).
- WEST, A. A., HAWLEY, S. L., WALKOWICZ, L. M., COVEY, K. R., SILVESTRI, N. M., RAYMOND, S. N., HARRIS, H. C., MUNN, J. A., MCGEHEE, P. M., IVEZIĆ, Ž. & BRINKMANN, J. 2004 Spectroscopic Properties of Cool Stars in the Sloan Digital Sky Survey : An Analysis of Magnetic Activity and a Search for Subdwarfs. *AJ* **128**, 426–436. [arXiv:astro-ph/0403486](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403486).
- WHITE, O. B. 1994 The Solar Spectral Irradiances from X-ray to Radio Wavelengths. In *Proceedings from IAU Colloquium 143 : The Sun as a Variable Star : Solar and Stellar Irradiance Variations*. Edited by J.M. Pap, C. Frolich, H.S. Hudson, and S. Solanki, (Cambridge : Cambridge Univ. Press), p.45 (ed. J. M. Pap, C. Frohlich, H. S. Hudson & S. K. Solanki), p. 45.
- ZEEMAN, P. 1897 On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light Emitted by a Substance. *ApJ* **5**, 332.
- ZWAAN, C. 1987 Elements and patterns in the solar magnetic field. *ARA&A* **25**, 83–111.

Liste des publications

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

5. *Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs*
Morin J., Donati J.-F., Petit P., Delfosse X., Forveille T., Albert L., Auriere M., Cabanac R., Dintrans B., Fares R., Gastine T., Jardine M. M., Lignieres F., Paletou F., Ramirez Velez J. C., Theado S., 2008, MNRAS, 390, 567, [\[arXiv:0808.1423\]](#)
4. *Large-scale magnetic topologies of early M dwarfs*
Donati J.-F., **Morin J.**, Petit P., Delfosse X., Forveille T., Auriere M., Cabanac R., Dintrans B., Fares R., Gastine T., Jardine M. M., Lignieres F., Paletou F., Ramirez Velez J., Theado S., 2008, MNRAS, 390, 545, [\[arXiv:0809.0269\]](#)
3. *Toroidal versus poloidal magnetic fields in Sun-like stars : a rotation threshold*
Petit P., Dintrans B., Solanki S. K., Donati J.-F., Aurière M., Lignières F., **Morin J.**, Paletou F., Ramirez Velez J., Catala C., Fares R., 2008, MNRAS, 388, 80, [\[arXiv:0804.1290\]](#)
2. *Magnetospheric accretion on the T Tauri star BP Tauri*
Donati J.-F., Jardine M. M., Gregory S. G., Petit P., Paletou F., Bouvier J., Dougados C., Ménard F., Cameron A. C., Harries T. J., Hussain G. A. J., Unruh Y., **Morin J.**, Marsden S. C., Manset N., Aurière M., Catala C., Alecian E., 2008, MNRAS, 386, 1234, [\[arXiv:0802.2052\]](#)
1. *The stable magnetic field of the fully convective star V374 Peg*
Morin J., Donati J.-F., Forveille T., Delfosse X., Dobler W., Petit P., Jardine M. M., Cameron A. C., Albert L., Manset N., Dintrans B., Chabrier G., Valenti J. A., 2008, MNRAS, 384, 77, [\[arXiv:0711.1418\]](#)

Articles soumis ou en préparation

1. *Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs*
Morin J., Donati J.-F., Petit P., Delfosse X., Forveille T., Jardine M. M., *en préparation*

Actes de conférence

6. *Magnetic geometries of Sun-like stars : exploring the mass-rotation plane*
Petit P., Dintrans B., Aurière M., Catala C., Donati J.-F., Fares R., Gastine T., Lignières F., Morgenthaler A., **Morin J.**, Paletou F., Ramirez J., Solanki S. K., Théado S., 2009, IAUS, 259, 441
5. *Large-scale magnetic topologies of cool stars*
Donati J.-F., **Morin J.**, Delfosse X., Forveille T., Farès R., Moutou C., Jardine M., 2009, AIPC, 1094, 130

4. *Large-scale magnetic topologies of M dwarfs*
Morin J., Donati J.-F., Delfosse X., Forveille T., Jardine M. M., 2009, AIPC, 1094, 140,
[\[arXiv:0809.4564\]](#)
3. *Mapping the Radio Coronae of Cool Stars and Brown Dwarfs*
Hallinan G., Doyle G., Antonova A., Bourke S., Jardine M., Donati J.-F., **Morin J.**, Golden A., 2009, AIPC, 1094, 146
2. *Magnetic geometries of Sun-like stars : impact of rotation*
Petit P., Dintrans B., Aurière M., Catala C., Donati J.-F., Fares R., Gastine T., Lignières F., **Morin J.**, Paletou F., Ramirez J., Solanki S. K., Théado S., SF2A, 523
1. *Magnetic Topologies of Cool Stars*
Donati, J.-F., Jardine M. M., Petit P., **Morin J.**, Bouvier J., Cameron A. C., Delfosse X., Dintrans B., Dobler W., Dougados C., Ferreira J., Forveille T., Gregory S. G., Harries T., Hussain G. A. J., Menard F., Paletou F. 2008, ASPC, 384, 156,
[\[arXiv:0702.159\]](#)

The stable magnetic field of the fully convective star V374 Peg[★]

J. Morin,^{1†} J.-F. Donati,^{1†} T. Forveille,^{2†} X. Delfosse,^{2†} W. Dobler,^{3†} P. Petit,^{1†}
M. M. Jardine,^{4†} A. C. Cameron,^{4†} L. Albert,^{5†} N. Manset,^{5†} B. Dintrans,^{1†}
G. Chabrier^{6†} and J. A. Valenti^{7†}

¹LATT–UMR 5572, CNRS et University P. Sabatier, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

²LAOG–UMR 5571, CNRS et University J. Fourier, 31 rue de la Piscine, F-38041 Grenoble, France

³Department of Physics and Astronomy, University of Calgary, Calgary, Alberta T2N 1N4, Canada

⁴School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, Scotland KY16 9SS

⁵CFHT, 65-1238 Mamalahoa Hwy, Kamuela, HI 96743, USA

⁶CRAL, CNRS–UMR 5574, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, F-69362 Lyon, France

⁷STScI, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

Accepted 2007 November 9. Received 2007 November 8; in original form 2007 September 14

ABSTRACT

We report in this paper phase-resolved spectropolarimetric observations of the rapidly rotating fully convective M4 dwarf V374 Peg, on which a strong, mainly axisymmetric, large-scale poloidal magnetic field was recently detected. In addition to the original data set secured in 2005 August, we present here new data collected in 2005 September and 2006 August.

From the rotational modulation of unpolarized line profiles, we conclude that star-spots are present at the surface of the star, but their contrast and fractional coverage are much lower than those of non-fully convective active stars with similar rotation rate. Applying tomographic imaging on each set of circularly polarized profiles separately, we find that the large-scale magnetic topology is remarkably stable on a time-scale of 1 yr; repeating the analysis on the complete data set suggests that the magnetic configuration is sheared by very weak differential rotation (about 1/10th of the solar surface shear) and only slightly distorted by intrinsic variability.

This result is at odds with various theoretical predictions, suggesting that dynamo fields of fully convective stars should be mostly non-axisymmetric unless they succeed at triggering significant differential rotation.

Key words: techniques: polarimetric – stars: individual: V374 Peg – stars: low-mass, brown dwarfs – stars: magnetic fields – stars: rotation.

1 INTRODUCTION

Most cool stars exhibit demonstrations of activity such as cool surface spots, coronal activity or flares, usually attributed to magnetic fields. The current understanding is that these magnetic fields are generated at the surfaces and in the convective envelopes of cool stars

through dynamo processes, involving cyclonic motions of plasma and rotational shearing of internal layers. In partly convective Sun-like stars, dynamo processes are thought to concentrate where rotation gradients are supposedly largest, i.e. at the interface layer between their radiative cores and convective envelopes. Cool stars with masses lower than $0.35 M_{\odot}$ being fully convective (Chabrier & Baraffe 1997), they lack the thin interface layer presumably hosting solar-type dynamo processes and are thought to rotate mainly as rigid bodies (Barnes et al. 2005; Küker & Rüdiger 2005); yet they are both very active (e.g. Delfosse et al. 1998) and strongly magnetic (Saar & Linsky 1985; Johns-Krull & Valenti 1996; Reiners & Basri 2007).

This led theoreticians to propose that the intense activity and strong magnetism of fully convective dwarfs may be due to non-solar dynamo processes, in which cyclonic convection and turbulence play the main roles while differential rotation contributes very little (e.g. Durney, De Young & Roxburgh 1993); the exact mechanism

[★]Based on observations obtained at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Science de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii.

†E-mail: jmorin@ast.obs-mip.fr (JM); donati@ast.obs-mip.fr (J-FD); thierry.forveille@obs.ujf-grenoble.fr (TF); xavier.delfosse@obs.ujf-grenoble.fr (XD); wolfgang.dobler@ucalgary.ca (WD); petit@ast.obs-mip.fr (PP); mmj@st-andrews.ac.uk (MMJ); acc4@st-andrews.ac.uk (ACC); albert@cfht.hawaii.edu (LA); manset@cfht.hawaii.edu (NM); dintrans@ast.obs-mip.fr (BD); chabrier@ens-lyon.fr (GC); valenti@stsci.edu (JAV)

capable of producing such fields is however still a debated issue. The most recent numerical dynamo simulations suggest that these stars are actually capable of producing large-scale magnetic fields, although they disagree on the actual properties of the large-scale field. While some find that fully convective stars rotate as solid bodies and host purely non-axisymmetric large-scale fields (Küker & Rüdiger 2005; Chabrier & Küker 2006), others diagnose that these stars should succeed at triggering differential rotation and thus produce a net axisymmetric poloidal field (e.g. Dobler, Stix & Brandenburg 2006).

Existing observational data on fully convective dwarfs do not completely agree with any of these models. Observations of low-mass stars indicate that surface differential rotation vanishes with increasing convective depth, so that fully convective stars rotate mostly as solid bodies (Barnes et al. 2005). At first sight, this result confirms nicely the predictions of Küker & Rüdiger (2005), leading one to expect fully convective stars to host purely non-axisymmetric large-scale fields (Chabrier & Küker 2006). However, spectropolarimetric data of the rapidly rotating M4 dwarf V374 Peg (G 188-38, GJ 4247, HIP 108706) collected with ESPaDOnS for almost three complete rotation periods over nine rotation cycles (Donati et al. 2006b, hereafter D06) demonstrated that this fully convective star hosts a strong mostly axisymmetric poloidal field despite rotating almost rigidly, in contradiction with theoretical expectations.

In this new paper, we present and analyse spectropolarimetric data of V374 Peg collected with ESPaDOnS at three different epochs, 2005 August (i.e. those used in D06), 2005 September (providing only partial coverage of the rotation cycle) and 2006 August (providing full, though not very dense, coverage of the rotation cycle). First, we briefly describe the new observations and the Zeeman detections we obtained. We then apply tomographic imaging to our data sets and characterize the spot distributions and magnetic topologies at the surface of V374 Peg in both 2005 and 2006; from the observed temporal evolution of the magnetic topology, we also estimate both

the differential rotation and the long-term magnetic stability of V374 Peg. Finally, we discuss the implications of our results for our understanding of the dynamo processes operating in fully convective stars.

2 OBSERVATIONS

Spectropolarimetric observations of V374 Peg were collected in 2005 August (hereafter Aug05), 2005 September (hereafter Sep05) and 2006 August (hereafter Aug06) with the ESPaDOnS spectropolarimeter (Donati et al. 1997, 2006a, Donati et al., in preparation) at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT). The ESPaDOnS spectra span the entire optical domain (from 370 to 1000 nm) at a resolving power of about 65 000. During the Aug05 and Aug06 runs, V374 Peg was observed several times per night to ensure correct sampling of the rotational cycle (0.4456 d, D06). A total of 91 circular polarization (Stokes *V*) observations were collected, each consisting of four individual subexposures taken in different polarimeter configurations (to suppress all spurious polarization signatures at first order, Donati et al. 1997).

Data reduction was performed using LIBRE-ESPRIT (Donati et al. 1997, in preparation), a fully automatic reduction package installed at CFHT and achieving optimal extraction of ESPaDOnS spectra. The peak signal-to-noise ratio (*S/N*) per 2.6 km s^{-1} velocity bin in the recorded spectra ranges from 99 to 222, depending mostly on weather conditions and exposure time (see Table 1). The Aug05 and Aug06 data sets, respectively, include 64 and 21 spectra; four spectra in the Aug05 data set are significantly affected by flaring and were discarded for the present study. Along with the six spectra collected in Sep05, the complete data set used for this study includes 87 spectra.

In order to increase further the quality of our data set, we used least-squares deconvolution (LSD, Donati et al. 1997) to extract the polarimetric information from most photospheric spectral lines.

Table 1. Journal of observations. Subsets of observations collected sequentially on the same night (with no time gaps) are listed on a single line. Columns 1–7 list the UT date, the number of observations in each subset, the heliocentric Julian Date (HJD), the UT time, the exposure time, the peak *S/N* (per 2.6 km s^{-1} velocity bin) and the rms noise level (relative to the unpolarized continuum level and per 1.8 km s^{-1} velocity bin) in the average circular polarization profile produced by LSD (see text). The rotational cycle *E* from the ephemeris of equation (1) is given in column 8. Whenever several observations are present in a subset, columns 3, 4 and 8 list the values corresponding to the first and last subset observations, whereas columns 6 and 7 mention the minimum and maximum values reached within the subset.

Date	n_{obs}	HJD (245 3000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	<i>S/N</i>	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)	Cycle
2005							
August 19	6	601.786 13–601.876 07	06:43:29–08:52:59	4×300.0	145–170	6.0–7.7	0.00–0.20
August 19	12	601.944 13–602.137 90	10:30:60–15:10:01	4×300.0	99–172	5.6–11.3	0.35–0.79
August 21	23	603.750 42–604.191 99	05:52:00–15:15:52	4×300.0	137–208	5.7–7.8	4.41–5.40
August 23	23	605.738 92–606.130 69	05:35:25–14:59:33	4×300.0	125–176	6.0–8.8	8.87–9.75
September 8	6	621.944 02–622.028 01	10:30:49–12:31:46	4×300.0	135–161	7.1–9.2	45.24–45.43
2006							
August 5	2	952.920 84–952.937 71	09:58:04–10:22:22	4×275.0	172–181	5.7–5.8	788.00–788.04
August 5	1	953.052 50	13:07:39	4×275.0	180	5.6	788.30
August 7	2	955.027 80–955.046 51	12:31:58–12:58:55	4×300.0	192–192	5.3–5.3	792.73–792.78
August 8	2	955.860 45–955.877 80	08:30:57–08:55:55	4×300.0	163–182	5.5–6.4	794.60–794.64
August 8	2	956.021 62–956.039 03	12:23:01–12:48:05	4×300.0	194–198	5.2–5.4	794.96–795.00
August 9	2	956.823 53–956.841 59	07:37:44–08:03:44	4×300.0	185–191	5.2–5.5	796.76–796.80
August 9	2	957.027 38–957.043 05	12:31:15–12:53:50	4×260.0	182–187	5.3–5.4	797.22–797.26
August 10	2	957.845 10–957.865 35	08:08:44–08:37:54	4×360.0	212–222	4.6–4.6	799.06–799.10
August 10	2	958.030 59–958.050 71	12:35:50–13:04:49	4×360.0	191–208	4.7–5.1	799.47–799.52
August 11	2	959.031 87–959.052 26	12:37:38–13:06:59	4×360.0	215–220	4.7–4.7	801.72–801.76
August 12	2	960.035 89–960.056 09	12:43:23–13:12:27	4×360.0	205–205	4.8–4.9	803.97–804.02

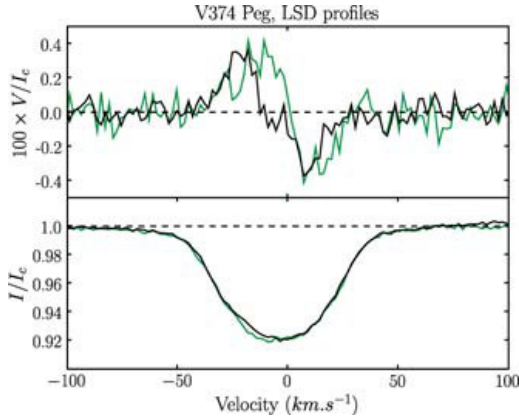


Figure 1. Typical examples of LSD Stokes V and I profiles of V374 Peg (top and bottom curves, respectively) on 2006 August 08 (green line) and 2006 August 10 (black line).

The line list required for LSD was computed with an ATLAS9 model atmosphere (Kurucz 1993) matching the properties of V374 Peg and includes about 5000 spectral features. We finally obtain LSD Stokes V profiles with relative noise levels of about 0.05 per cent (in units of the unpolarized continuum), corresponding to a typical multiplex gain of about 10^1 with respect to individual spectra. A typical example is shown in Fig. 1.

Zeeman signatures are detected in nearly all the spectra, with amplitudes of up to 0.5 per cent (see Fig. 1) and exhibit clear temporal variations. The redward migration of the detected Zeeman signatures is particularly obvious in the Aug05 data set (see Section 4.2), demonstrating unambiguously that the observed variability is due to rotational modulation. Stokes I profiles only show a low (though clear) level of variability, with photospheric cool spots causing moderate line distortions (see Section 3.1).

In the following, all data are phased according to the following ephemeris (shifted by 0.01 phase with respect to that of D06):

$$\text{HJD} = 245\,3601.786\,13 + 0.4456E. \quad (1)$$

3 MODELLING INTENSITY PROFILES

3.1 Model description

We use Doppler imaging (DI) to convert time-resolved series of Stokes I LSD profiles into maps of cool spots at the surface of V374 Peg. Thanks to the Doppler effect, cool spots on the photosphere of a rapidly rotating star produce profile distortions in spectral lines whose locations strongly correlate with the spatial positions of the parent spots; in this respect, spectral lines of a spotted star can be viewed as 1D image, resolved in the direction perpendicular to both the stellar rotation axis and the line of sight. By looking at how these 1D maps are periodically modulated as the star rotates enables one to recover a 2D map of the stellar photosphere (e.g. Vogt, Penrod & Hatzes 1987). Since this inversion problem is partly ill posed, one

needs to implement additional constraints to stabilize the imaging process, e.g. by selecting the image having the lowest information content using the maximum entropy algorithm of Skilling & Bryan (1984). More details about the principles and performance DI can be found in Vogt et al. (1987).

We implement this imaging process by dividing the surface of the star into a grid of 3000 elementary cells. We describe the local line profile at each grid point of the stellar surface with the two-component model of Cameron (1992), i.e. as a linear combination between two reference profiles, one representing the quiet photosphere (at temperature T_q) and one representing cool spots (at temperature T_s), both Doppler shifted by the local line-of-sight rotation velocity of the corresponding grid cell. The image quantity we reconstruct is the local spottedness at the surface of the star, i.e. the amount by which both reference profiles are mixed together, varying between 0 (no spot) and 1 (spots only). The algorithm aims at reconstructing the image with minimum spot coverage at the surface of the star, given a certain quality of the fit to the data.

More specifically, we assume that both reference profiles are equal and only differ by their relative continuum levels (set to their respective blackbody fluxes at the mean line wavelength). We further assume $T_q = 3200$ K (i.e. a typical surface temperature for a M4 star) and $T_s = 2800$ K (i.e. a low spot-to-photosphere temperature contrast in agreement with the findings of Berdyugina 2005). For the assumed reference profile, we can use either the LSD profile of the very slowly rotating inactive M dwarf Gl 402 (Delfosse et al. 1998), or a simple Gaussian profile with similar full width at half-maximum (FWHM, set to 9.25 km s^{-1} including instrumental broadening) and equivalent width. Both options yield very similar results, demonstrating that the exact shape of the assumed local profile has very minor impact on the reconstructed images, as long as the projected rotation velocity of the star is much larger than the local profile. We further assume that continuum limb-darkening varies linearly with the cosine of the limb angle (with a slope of $u = 0.6964$, Claret 2004); using a quadratic (rather than linear) dependence produces no visible change in the result.

The angle i of the stellar rotation axis to the line of sight is taken to be 70° (e.g. D06). Given the projected equatorial velocity $v \sin i$ of V374 Peg (about 36.5 km s^{-1} , see below) and the width of the local profile (9.25 km s^{-1} , see above), the number of spatially resolved elements across the equator of the star is about 25, which is equivalent to a longitude resolution of 15° or 0.04 rotation cycle. Using 3000 grid cells at the surface of the star (112 across the equator) is therefore perfectly adequate for our needs.

3.2 Results

DI is very sensitive to the assumed $v \sin i$ (e.g. Vogt et al. 1987); small errors are known to generate specific belt-like artefacts around the stellar equator in the reconstructed image. We derive the optimum $v \sin i$ by minimizing the reconstructed spot coverage at a given reduced chi-square (hereafter χ_r^2) fit to the data, and find values of $36.5 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ and $36.7 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ for the Aug05 and Aug06 data sets, respectively, when using the Gaussian local profile model. Slightly different values (all lying with 0.5 km s^{-1} of the previous estimates) are obtained when using the LSD profile of Gl 402 as local profile, or when using different models of the continuum limb-darkening. Taking into account all potential sources of systematic errors, we obtain that the absolute accuracy to which $v \sin i$ is determined is about 1 km s^{-1} ; in the following, we assume $v \sin i = 36.5 \text{ km s}^{-1}$.

¹ This multiplex gain refers to the peak S/N achieved in the spectrum, i.e. around 850 nm in the case of M dwarfs and ESPaDOnS spectra. Previous studies, reporting higher gains (e.g. Donati et al. 1997), were based on spectra at shorter wavelengths (ranging from about 500 to 700 nm), where the line density at peak S/N is comparatively higher than in the present case.

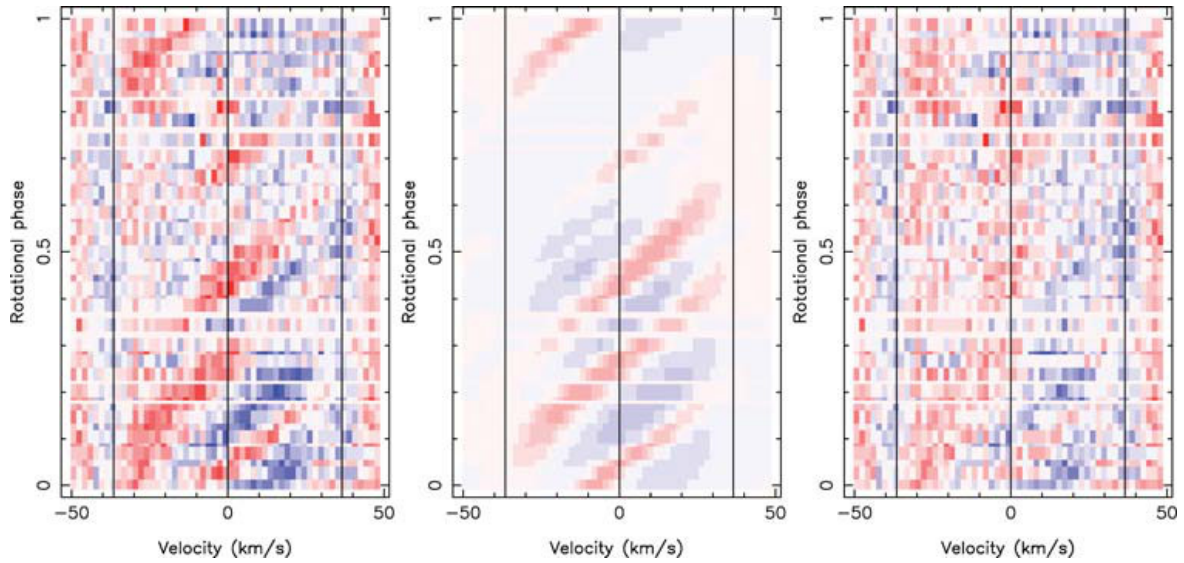


Figure 2. Observed (left-hand panel), modelled (middle panel) and residual (right-hand panel) Stokes *I* dynamic spectra of V374 Peg for the Aug05 data set (60 spectra). A purely rotational profile is subtracted from all spectra to emphasize the image contrast. The fit corresponds to an S/N level of 700. The colour scale ranges from -0.5 to 0.5 per cent of the continuum level, red and blue, respectively, standing for a lack and an excess of absorption with respect to the synthetic purely rotational profile.

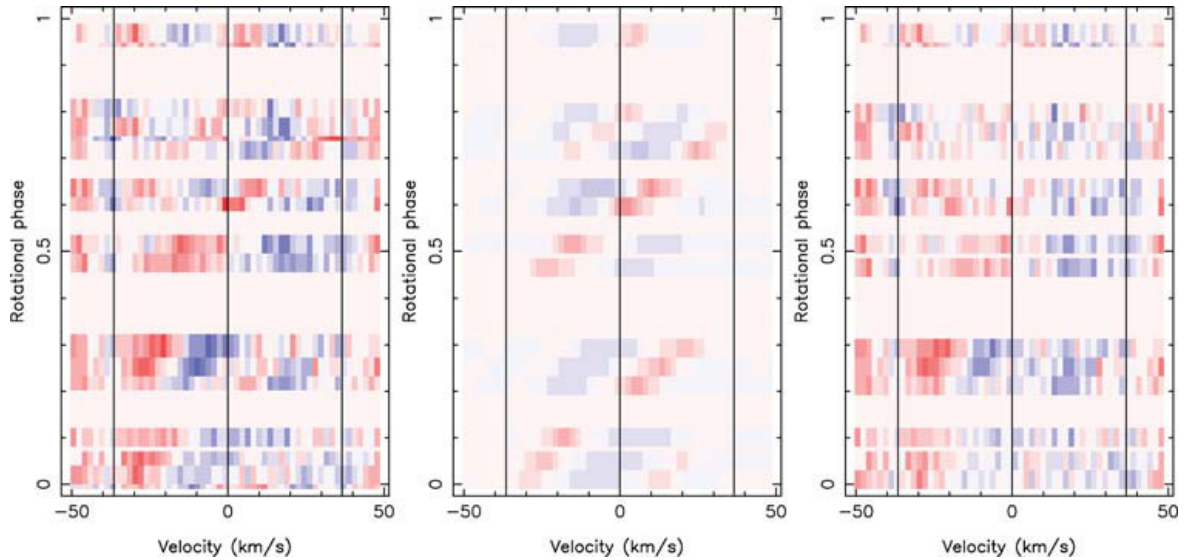


Figure 3. Same as Fig. 2, but for the Aug06 data set (21 spectra).

Aug05 and Aug06 data sets can be fitted at S/N levels of 715 and 800, respectively. In particular, the distortions travelling from the blue to the red profile wing are well reproduced (see Figs 2 and 3). We note small systematic residual discrepancies between the observed and modelled profiles, showing up as vertical bands in the far line wings (see Figs 2 and 3). These differences cannot be removed by adjusting $v \sin i$ or u and do not affect the imaging of star-spots. Another residual discrepancy is visible in the blue profile wing around phase 0.27 in the Aug06 data set (see Fig. 3, right-hand panel). This discrepancy corresponds to a feature visible in the blue wing of the observed profiles (see Fig. 3, left-hand panel), that the imaging code did apparently not convert into a star-spot. The reason for this is that the code assumes the rotating star to host star-spots

exhibiting no intrinsic variability; if the observed (unfitted) feature was due to such a star-spot, we would expect a similar signature to show up in the red wing of the observed profiles around phase 0.5, i.e. when the putative spot has reached the receding stellar limb. Since this is not the case here, we speculate that the residual unfitted spectral feature is either caused by a small flare or by an intrinsically variable star-spot.

Both data sets yield spot occupancies of about 2 per cent of the overall photosphere at both epochs. This rather low spottedness directly reflects the fact that distortions of unpolarized line profiles are rather small. Note that only spots (or spot groups) with sizes comparable to or larger than the resolution element can be reconstructed with DI, tiny isolated spots much smaller than our spatial resolution

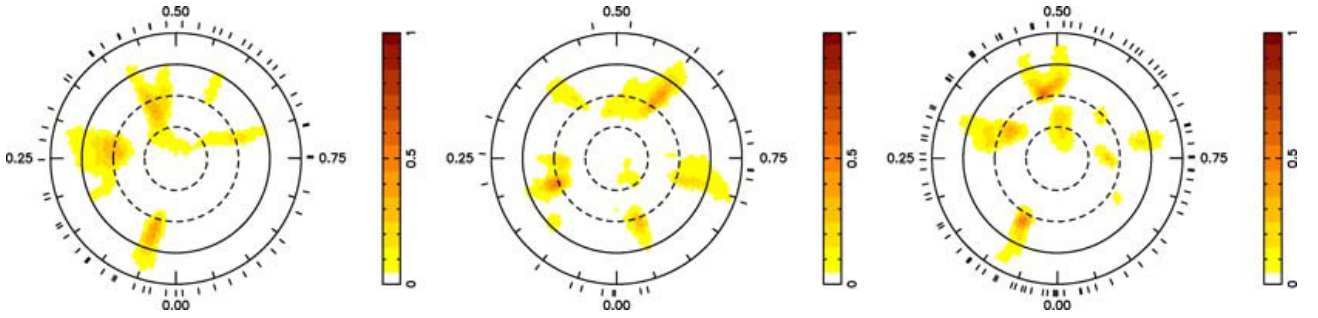


Figure 4. Doppler maps of the spottedness at the surface of V374 Peg reconstructed, as derived from the Aug05 (left-hand diagram) and Aug06 (middle diagram) data sets. The last image (right-hand diagram) was recovered from the complete data set (Aug05, Sep05 and Aug06 altogether), it represents the star-spots configuration at an intermediate epoch (cycle 194) and takes into account the adjustment of the period and the inclusion of differential rotation (see Section 5). The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each plot indicate phases of observations.

threshold remaining out of reach. The resulting brightness maps are shown in Fig. 4. While both maps are roughly similar, they apparently differ by more than a simple phase shift (that could result from a small error in the rotation period). Note that no obvious polar spot is reconstructed on V374 Peg. This result is quite reliable; since V374 Peg is a fast rotator, any strong polar structure would produce a clear distortion in the core of the Stokes I profiles, giving them an obvious flat-bottom shape. This is not the case here, as one can see in Fig. 2.

Small changes in $v \sin i$ (within 0.5 km s^{-1}), in the inclination angle (within 10°), in the local profile model (see above) or in the limb-darkening model (linear versus quadratic) produce negligible modifications in the reconstructed spot distributions.

4 MODELLING CIRCULARLY POLARIZED PROFILES

4.1 Model description

We use Zeeman–Doppler imaging (ZDI) to turn our series of rotationally modulated circularly polarized LSD profiles into magnetic field maps at the surface of V374 Peg. ZDI is based on the same basic principles as DI except that it aims at mapping a vector field. The overall characteristics of the model we use are given below.

The vector magnetic field at the surface of the star is described using spherical harmonics expansions for each of the field component in spherical coordinates (e.g. Donati et al. 2001, 2006c). Note that this is different from the initial ZDI attempts (e.g. Brown et al. 1991; Donati et al. 1997) in which the field was described as a set of independent pixels, containing the components of the field in each surface grid cell. The main advantage of this new method is that it straightforwardly allows the recovery of a physically meaningful magnetic field, that we can easily split into its poloidal and toroidal components. This is of obvious interest for all studies on stellar dynamos. Another important point is that this new method is very successful at recovering simple magnetic field structures such as dipoles (even from Stokes V data sets only), while the old one reportedly failed at such tasks (Brown et al. 1991; Donati et al. 2001).

As for DI (see Section 3.1), the stellar surface is divided into a grid of 3000 pixels on which the magnetic field components are computed from the coefficients of the spherical harmonics expansion. The contribution of each grid point to the synthetic Stokes V

spectra are derived using the weak-field approximation:

$$V(\lambda) = -g \frac{\lambda_0^2 e}{4\pi m^2} B_\ell \frac{dI}{d\lambda}, \quad (2)$$

where I is the local unpolarized profile (modelled with the same Gaussian profile as in Section 3.1), g and λ_0 the Landé factor and the centre rest wavelength of the average LSD line (set to 1.2 and 700 nm, respectively), e and m the electron charge and mass, respectively, and B_ℓ the line-of-sight projection of the local magnetic field vector. Despite being an approximation, this expression is valid for magnetic splittings significantly smaller than the local profile width (prior to instrumental broadening); given that 2 kG fields yield Zeeman splittings of only about 2.5 km s^{-1} in the case of our average LSD profile (i.e. about twice smaller than the FWHM of the local profile prior to instrumental broadening), this expression turns out to be accurate enough for our needs. This is further confirmed by using model local profiles computed from Unno–Rachkovsky equations, with which almost identical results are obtained.

As for DI, the inversion problem is partly ill posed. We make the solution unique by introducing an entropy function describing the amount of information in the reconstructed image, and by looking for the image with maximum entropy (minimum information) among all those fitting the data at a given χ_r^2 level. The entropy is now computed from the sets of complex spherical harmonics coefficients, rather than from the individual image pixels as before. We chose one of the simplest possible forms for the entropy:

$$S = - \sum_{\ell, m} \ell (\alpha_{\ell, m}^2 + \beta_{\ell, m}^2 + \gamma_{\ell, m}^2), \quad (3)$$

where $\alpha_{\ell, m}$, $\beta_{\ell, m}$, $\gamma_{\ell, m}$ are the spherical harmonics coefficient of order (ℓ, m) describing, respectively, the radial, non-radial poloidal and toroidal field components. More detail about the process can be found in Donati et al. (2006c). In particular, this function allows for negative values of the magnetic field (as opposed to the conventional expression of the Shannon entropy). The precise form of entropy (e.g. the multiplying factor ℓ) has only minor impact on the resulting image.

As mentioned in Section 3.1, the number of resolved elements on the equator is about 25, indicating that limiting the spherical harmonics expansion describing the magnetic field to orders lower than 25 should be enough and generate no loss of information. In practice, no significant change of the reconstructed image is observed when limiting the expansion at orders ≤ 10 . All results presented below are obtained assuming $\ell \leq 10$.

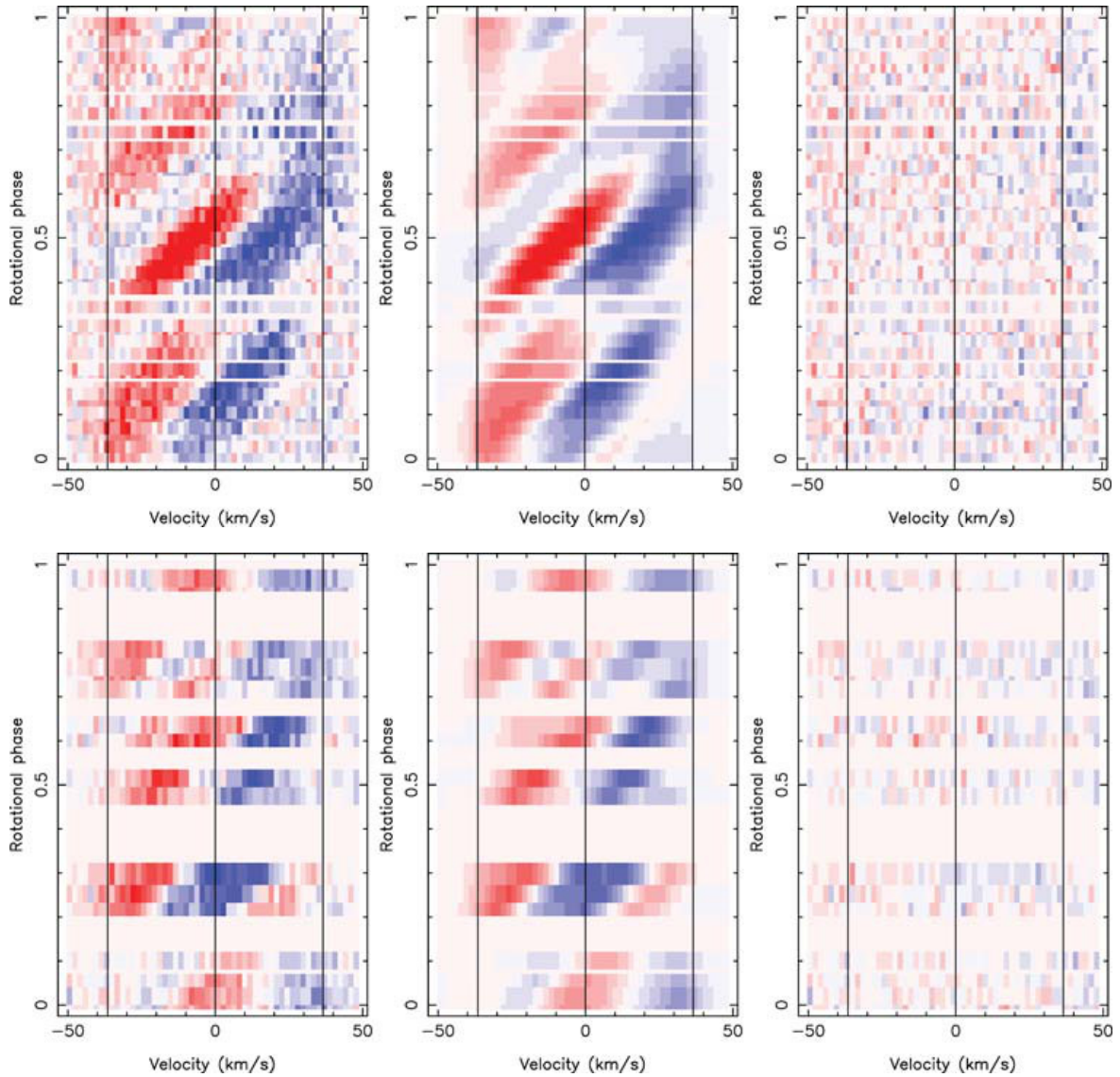


Figure 5. Top row: Observed (left-hand panel), modelled (middle panel) and residual (right-hand panel) Stokes V dynamic spectra of V374 Peg for the Aug05 data set (60 spectra). The fit corresponds to $\chi_r^2 = 1.1$. The colour scale ranges from -0.4 to 0.4 per cent of the continuum level, red and blue, respectively, standing for positive and negative circular polarization signal. Bottom row: Same as for top row, but for the Aug06 data set (21 spectra). The fit corresponds to $\chi_r^2 = 1.0$.

4.2 Results

We present here the results concerning the Aug05 data set, though already reported in D06, in order to clarify the comparison with the Aug06 observations. The Aug05 data set can be fitted with a purely poloidal field down to $\chi_r^2 = 1.1$ (see Fig. 5 for the observed and modelled dynamic spectra at this epoch). No improvement to the fit is obtained when assuming that the field also features a toroidal component. We therefore conclude that the field of V374 Peg is mostly potential in Aug05 and that the toroidal component (if any) includes less than 4 per cent of the overall large-scale magnetic field energy. The field we recover is shown in Fig. 6 (left-hand column) while the corresponding spherical harmonics power spectra are shown in Fig. 7 (left-hand column). The reconstructed large-scale field is found to be mostly axisymmetric, with the visible

hemisphere being mostly covered with positive radial field (i.e. with radial field lines emerging from the surface of the star). As obvious from Fig. 7, the dominant mode we recover corresponds to $\ell = 1$ and $m = 0$ (i.e. a dipole field aligned with the rotation axis) and has an amplitude of about 2 kG; all other modes have amplitudes lower than 1 kG. The maximum field strength at the surface of the star reaches 1.3 kG, while the average field strength is about 0.8 kG.

Similar results are obtained from the Aug06 data, for which the observed spectra are fitted down to $\chi_r^2 = 1.0$ (see Fig. 5). Again, we find that the field is mostly axisymmetric, with 80 per cent of the reconstructed magnetic energy concentrating in $m = 0$ modes. The radial field component clearly dominates (75 per cent of the energy content) while the toroidal component is once more very marginal (4 per cent of the energy content). The main excited mode again corresponds to $\ell = 1$ and $m = 0$, features an amplitude of 1.9 kG

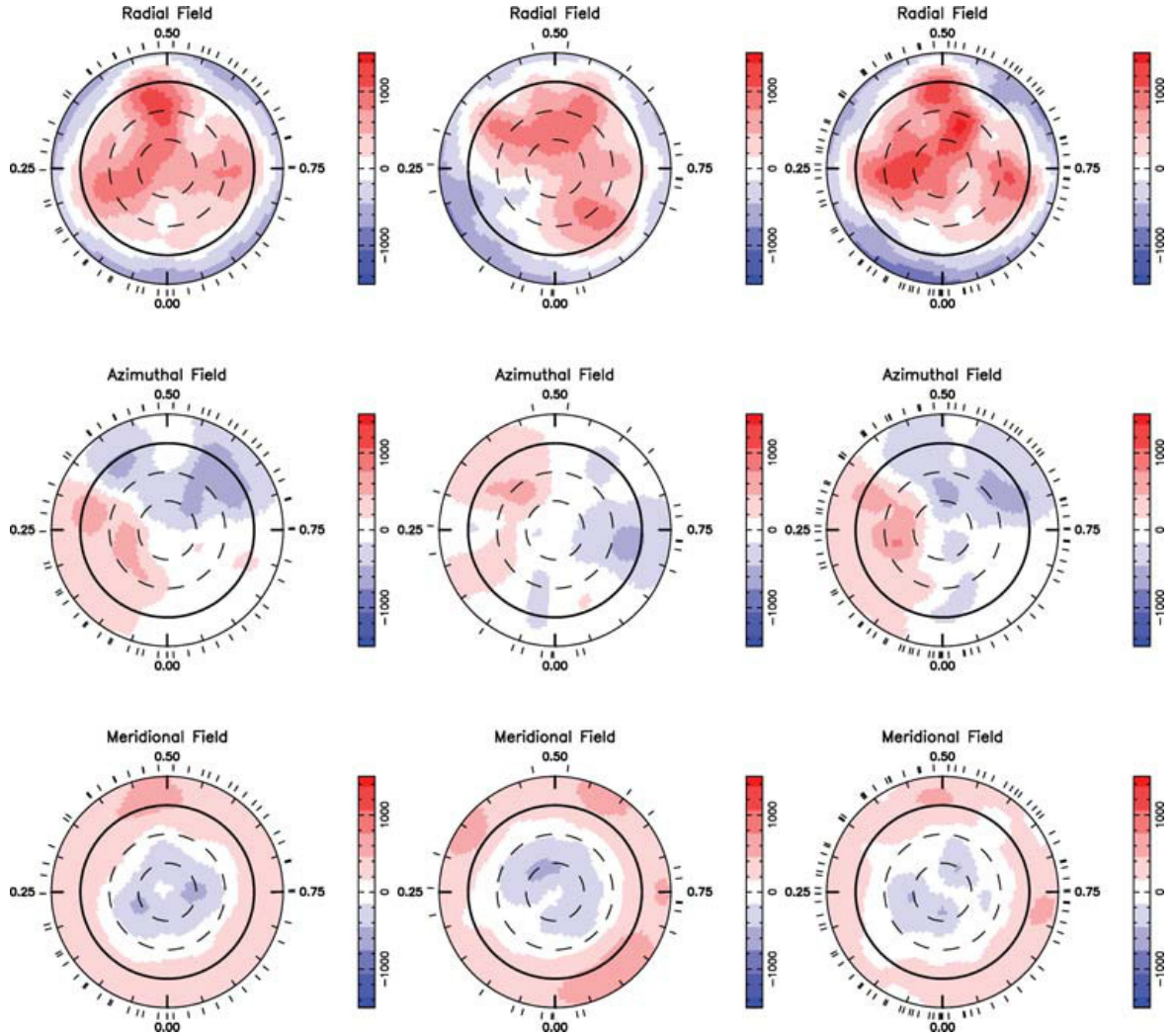


Figure 6. Surface magnetic field of V374 Peg as derived from our Aug05 (left-hand column) and Aug06 (middle column) data sets. The last image (right-hand column) was recovered from the complete data set (Aug05, Sep05 and Aug06 altogether), it represents the magnetic configuration at an intermediate epoch (cycle 194) and takes into account the adjustment of the period and the inclusion of differential rotation (see Section 5). The three components of the field in spherical coordinates are displayed from top to bottom (flux values labelled in G). The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each plot indicate phases of observations.

and encloses as much as 60 per cent of the overall magnetic energy content. The maximum and average field strengths recovered at the surface of the star are 1.2 and 0.7 kG, respectively.

As a result of the limited spatial resolution of the imaging process, small-scale magnetic regions at the surface of V374 Peg are out of reach of ZDI. We can therefore not evaluate the amount of magnetic energy stored at small scales and compare it to that we recover at medium and large scales. We can however claim that scales corresponding to spherical harmonics orders ranging from about 5 to 25, to which our imaging process is sensitive, contain very little magnetic energy with respect to the largest scales ($\ell \leq 5$).

We can also note that the magnetic maps recovered from the Aug05 and Aug06 data sets are fairly similar apart from a 36° (0.1 rotation cycle) global shift between both epochs, certainly resulting from a small error in the rotation period. Slight intrinsic differences also seem to be present, e.g. in the exact shape of the positive radial field distribution over the visible hemisphere. A straightforward

visual comparison of both images is however not sufficient to distinguish whether these apparent discrepancies simply result from differences in phase coverage at both epochs, or truly reveal intrinsic variability of the magnetic topology between our two observing runs. To test this, one way is to merge all available data (including those collected in Sep05) in a single data set and to attempt fitting them with a single magnetic structure (and a revised rotation period). This is done in Section 5. In the meantime, we can nevertheless conclude that the magnetic topology of V374 Peg remained globally stable over a time-scale of 1 yr.

5 DIFFERENTIAL ROTATION AND MAGNETIC FIELD TIME STABILITY

To estimate the degree at which the magnetic topology remained stable over 1 yr, we merge all data together (Aug05, Sep05 and Aug06 data sets) and try to fit them simultaneously with a single field structure. We also assume that the surface of the star is rotating

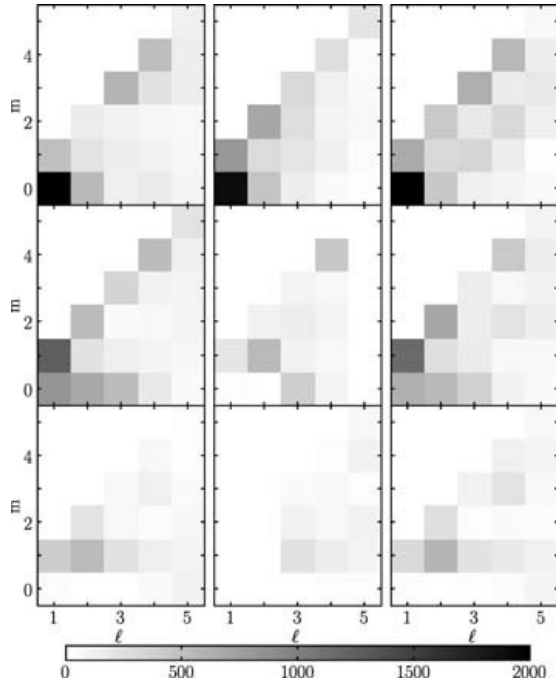


Figure 7. Spherical harmonics power spectra of the magnetic field maps derived from our Aug05 (left-hand column), Aug06 (middle column) and complete (right-hand column) data sets (magnetic fluxes labelled in G) after adjustment of the period and inclusion of differential rotation (see Section 5). From top to bottom, the magnetic power spectra, respectively, correspond to the radial poloidal, the non-radial poloidal and the toroidal field components. Only modes up to order 5 are plotted here (larger order modes containing very little power).

differentially (with a given differential rotation law, see below) over the complete period of our observations, and thus that the magnetic topology is slightly distorted as a result of this surface shear (with respect to the magnetic topology at median epoch, e.g. at cycle 194). If the fit to the complete data set is as good as that to both individual Aug05 and Aug06 data sets ($\chi_r^2 \simeq 1$, see Section 4.2), it would demonstrate that no variability occurred (except that induced by differential rotation) over the full observing period. If, on the other hand, the fit quality to the complete data set is worse, it would indicate that intrinsic variability truly occurred, with the fit degradation directly informing on the actual level of variability.

To model differential rotation, we proceed as in Petit, Donati & Cameron (2002) and Donati, Collier Cameron & Petit (2003b), assuming that the rotation rate at the surface of the star is solar-like, i.e. that Ω varies with latitude θ as

$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - d\Omega \sin^2 \theta, \quad (4)$$

where Ω_{eq} is the rotation rate at the equator and $d\Omega$ the difference in rotation rate between the equator and the pole. We use this law to work out the phase shift of each surface grid cell, at any given epoch, with respect to its position at median epoch. These phase shifts are taken into account to compute the synthetic spectra corresponding to the current magnetic field distribution at all observing epochs using the model described in Section 4.1.

For each pair of Ω_{eq} and $d\Omega$ values within a range of acceptable values (given by D06), we then derive, from the complete data set, the corresponding magnetic topology (at a given information content) and the associated χ_r^2 level at which modelled spectra fit

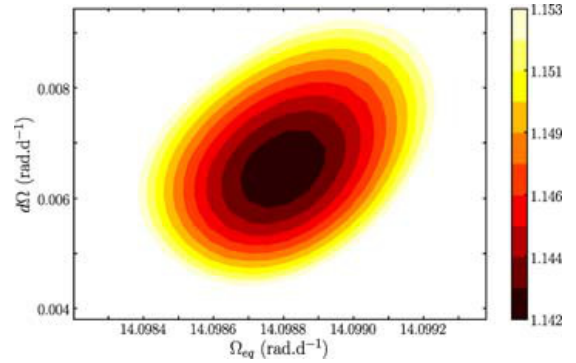


Figure 8. Variation of χ_r^2 as a function of the differential rotation parameters Ω_{eq} and $d\Omega$. The last colour contour corresponds to a χ_r^2 increase of 1 per cent, i.e. to an error bar of about 7σ (for each parameter taken separately).

observations. By fitting a paraboloid to the χ_r^2 surface derived in this process (Donati et al. 2003b), we can easily infer the magnetic topology that yields the best fit to the data along with the corresponding differential rotation parameters and error bars.

The best fit we obtain corresponds to $\chi_r^2 = 1.15$, demonstrating that intrinsic variability between Aug05 and Aug06 remains very limited, as guessed in Section 4.2 by visually comparing the images from individual epochs. The derived χ_r^2 map (see Fig. 8) features a clear paraboloid around the χ^2 minimum, yielding differential rotation parameters at the surface of V374 Peg equal to $\Omega_{\text{eq}} = 14.09880 \pm 0.00006 \text{ rad d}^{-1}$ (corresponding to $P_{\text{rot}} = 0.445654 \pm 0.000002 \text{ d}$) and $d\Omega = 0.0063 \pm 0.0004 \text{ rad d}^{-1}$. Due to the large time gap between the two main observing epochs (about 1 yr), the χ_r^2 map exhibits aliases on both left- and right-hand sides of the minimum, corresponding to shifts of $\sim 6 \times 10^{-4} \text{ d}$ on P_{rot} . The nearest local minima, located at $\Omega_{\text{eq}} = 14.08110 \text{ rad d}^{-1}$ and $\Omega_{\text{eq}} = 14.11664 \text{ rad d}^{-1}$, are associated with χ_r^2 values of 1.27 and 1.30, respectively, i.e. to $\Delta\chi^2$ values of 600 and 740, respectively; the corresponding rotation rates can thus be safely excluded.

In addition to refining the rotation period (error bar shrunk by two orders of magnitude with respect to D06), we also detect a small but definite surface shear, about 10 times weaker than that of the Sun. Assuming solid body rotation does not allow to reach χ_r^2 levels below 1.5; this unambiguously demonstrates that the surface of V374 Peg is not rotating as a solid body and is truly twisted by differential rotation. The reconstructed magnetic map along with the corresponding spherical harmonics power spectra are shown in the right-hand panels of Figs 6 and 7.

The same procedure is used on Stokes I data. However, the χ_r^2 map we obtain does not feature a clear paraboloid, but rather a long valley with no spatially well-defined minimum; this is not unexpected given the fact that spots reconstructed at the surface of V374 Peg do not span a wide range of latitudes (as requested for a clean differential rotation measurement, see Petit et al. 2002) but rather concentrate at low latitudes. Using the differential rotation parameters derived from Stokes V data yields a fit corresponding to an S/N level of about 680, i.e. only slightly lower than that achieved at each individual epoch (see Section 3.2). It suggests that only moderate intrinsic variability occurred in the brightness distribution as well, despite the apparent (but weakly significant) differences between the two individual images. The corresponding image (reconstructed from the full data set) is shown in Fig. 4 (right-hand panel).

6 CHROMOSPHERIC ACTIVITY

We compute the mean and standard deviation profiles of the $H\alpha$, $H\beta$ and Ca II infrared triplet (IRT) lines. Both $H\alpha$ and $H\beta$ lines are in strong emission whereas the IRT is observed mostly in absorption with sporadic emission episodes (due to flares). We notice that, for all studied lines, variability concentrates within $\pm v \sin i$ about the line centre (see Fig. 9), suggesting that activity is mostly located close to the surface.

For each observation, we compute the emission equivalent width of the chromospheric lines. The result for $H\alpha$ is plotted in Fig. 10 as a function of rotational phase, $H\beta$ and Ca II IRT exhibiting a very similar behaviour. We first conclude that all three lines do not undergo pure rotational modulation, sometimes displaying very different emission levels at similar phases of successive rotation cycles (e.g. phase 0.2, see Fig. 10). We attribute the basal emission component (in Balmer lines) to quiescent activity and the intrinsically variable emission component to flares.

Maximum flaring activity is observed around phases 0.20 and 0.75–1.00, but also, to a lesser extent at phases 0.50–0.60 (see Fig. 10, bottom panel). Note that the four photospheric profiles discarded from our imaging analysis (see Section 2) were collected on 2005 August 21 at phases 0.72 and 0.78 and on 2005 August 23

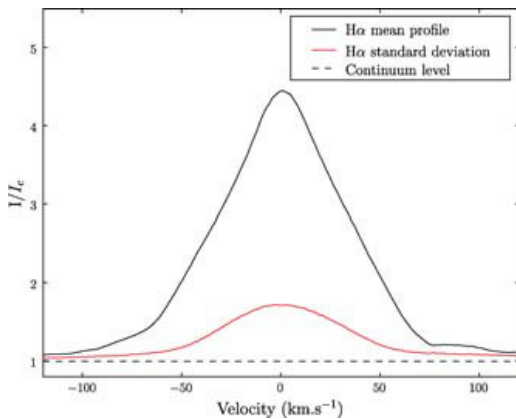


Figure 9. $H\alpha$ mean profile (black solid line) and standard deviation (red solid line, shifted by +1), along with continuum level (dashed line). All profiles are shown in the stellar velocity rest frame.

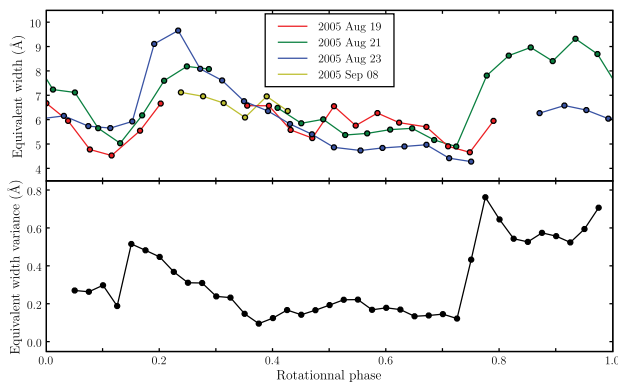


Figure 10. Emission equivalent width of $H\alpha$ as a function of the rotational phase in Aug05 and Sep05, consecutive observations are linked together by a solid line (top panel); along with associated standard deviation (computed over phase intervals of 0.1 cycle, bottom panel).

at phases 0.19 and 0.23, i.e. at the very beginning of the two main flaring episodes we recorded.

7 DISCUSSION AND CONCLUSION

Spectropolarimetric observations of V374 Peg were carried out with ESPaDOnS and CFHT at three epochs over a full time-span of about 1 yr. Clear Zeeman signatures are detected in most Stokes V spectra; weak distortions are also observed in the unpolarized profile of photospheric lines.

Using DI, we find that only a few low-contrast spots are present at the surface of V374 Peg, covering altogether 2 per cent of the overall surface. The spot distribution is apparently variable on a time-scale of 1 yr. Even though we may be missing small spots evenly peppering the photosphere (e.g. Jeffers et al. 2006), V374 Peg nevertheless appears as fairly different from warmer, partly convective, active stars, whose surfaces generally host large, high-contrast cool spots often covering most of the polar regions at rotation rates as high as that of V374 Peg (e.g. Donati et al. 2000). Barnes, James & Cameron (2004) also report the lack of a cool polar structure for the M1.5 – largely but not fully convective – fast rotator HK Aqr ($P_{\text{rot}} = 0.431$ d). A spot occupancy of about 2 per cent has been observed for very slow rotators as well (Bonfils et al. 2007; Demory et al. 2007), suggesting that spot coverage may not correlate with rotation rate in M dwarfs, as opposed to what is observed in hotter stars (e.g. Hall 1991).

Using ZDI, we find that the surface magnetic topology of V374 Peg is mostly poloidal and fairly simple, with most of the energy concentrating within the lowest order axisymmetric modes. This confirms and amplifies the previous results of D06. Again, this is at odds with surface magnetic topologies of warmer active stars, usually showing strong and often dominant toroidal field components in the form of azimuthal field rings more or less encircling the rotation axes (e.g. Donati et al. 2003a). As for surface spots, ZDI is mostly insensitive to small-scale magnetic regions (and in particular small-scale bipoles) that can also be present at the surface of V374 Peg; we can however claim that very little magnetic energy concentrates in spherical harmonics terms with ℓ ranging from 5 to 25.

We find that the surface magnetic topologies of V374 Peg at epoch Aug05 and Aug06 are very similar apart from an overall shift of about 0.1 rotation cycle. This is confirmed by our success at fitting the complete Stokes V data set down to almost noise level with a unique magnetic field topology twisted by a very small amount of solar-like differential rotation. It suggests in particular that magnetic topologies of fully convective stars are globally stable on time-scales of at least 1 yr. Again, this is highly unusual compared to the case of warmer active stars, whose detailed magnetic topologies evolve beyond recognition in time-scales of only a few weeks (e.g. Donati et al. 2003a).

The updated rotation period and photospheric shear we find for V374 Peg are, respectively, equal to $0.445\,654 \pm 0.000\,002$ d and 0.0063 ± 0.0004 rad d $^{-1}$; the corresponding time for the equator to lap the pole by one complete rotation cycle is equal to 2.7 yr, about 10 times longer than solar. We speculate that this unusually small differential rotation and long lap time are in direct relationship with the long lifetime of the magnetic topology, suggesting that differential rotation is what mostly controls the lifetime of magnetic topologies. New data collected on a smaller time-span (a few months) and featuring in particular no intrinsic variability (other than that generated by differential rotation) are needed to provide an independent and definite confirmation of this result.

Although the spot distributions at the surface of V374 Peg at epoch Aug05 and Aug06 apparently differ from more than a simple phase shift of 0.1 cycle, both data sets are compatible with a unique brightness map undergoing moderate intrinsic variability (assuming differential rotation is similar to that derived from Stokes V data). The low spottedness level and weak spot contrast implies that densely sampled data sets at two nearby epochs are needed to confirm this result, derive an independent determination of differential rotation parameters from unpolarized spectra and check that spots and magnetic fields trace the same atmospheric layers.

The strong mostly axisymmetric poloidal field of V374 Peg can hardly be reconciled with the very weak level of surface differential rotation in the context of the most recent dynamo models of fully convective stars. While Dobler et al. (2006) predicts that rapidly rotating fully convective stars should be able to sustain strong poloidal axisymmetric fields with the help of significant (though antisolar) differential rotation, Chabrier & Küker (2006) find that these stars should only be able to trigger purely non-axisymmetric magnetic topologies if differential rotation is lacking (or remains below a threshold of about 1/3 of the solar value, Chabrier, private communication). Both findings are at odds with our observational results, suggesting that our theoretical understanding of dynamo action in fully convective stars is still incomplete.

We report the detection of strong chromospheric activity in V374 Peg, including quiescent emission in Balmer lines along with sporadic flaring events in $H\alpha$, $H\beta$ and the Ca II IRT. This is noticeably different from what was recently reported by Berger et al. (2007) for the M8.5 brown dwarf TVLM 513–46546, whose rotationally modulated $H\alpha$ emission identically repeats over several successive rotation cycles. From the width and variability of emission profiles, we conclude that activity occurs mostly close to the stellar surface on V374 Peg, with flares apparently concentrating at specific longitudes. However, there is no clear spatial correlation between the photospheric magnetic field, the star-spots and these chromospheric regions, e.g. strongest magnetic fields being observed when chromospheric activity is low. Simultaneous multiwavelength observations of V374 Peg, including in particular optical spectropolarimetry, X-ray and radio monitoring, could allow us to investigate the 3D magnetosphere of fully convective stars (e.g. by extrapolating the photospheric field topology up to the corona), and to unravel how photospheric activity relates to chromospheric and coronal activity.

Finally, we note that our $v \sin i$ and rotation period estimates imply that $R_\star \sin i = 0.32 \pm 0.01 R_\odot$, and thus that $R_\star \simeq 0.34 R_\odot$ (assuming $i \simeq 70^\circ$). Given the M_K magnitude of V374 Peg (equal to 7.0 ± 0.3), we can safely derive that V374 Peg has a mass of $0.28 \pm 0.05 M_\odot$ (Delfosse et al. 2000). It implies that the radius of V374 Peg is slightly larger than what theoretical models predict for low-mass stars of similar masses. Ribas (2006) also reports stellar radii larger than the theoretical predictions for very low-mass eclipsing binaries (whose rotation period is very short), whereas the radii of slowly rotating M dwarfs match the predicted values (e.g. Ségransan et al. 2003). According to the phenomenological model of Chabrier, Gallardo & Baraffe (2007) the presence of a strong magnetic field may inhibit stellar convection and therefore lead to larger radii with respect to an inactive star of equal mass.

Future observations are thus needed to explore in more details the magnetic topologies, brightness distributions and differential rotation of V374 Peg and other fully convective stars. Finding out how these quantities vary with mass and rotation rate could in partic-

ular show us the way to more successful simulations of dynamo processes in low-mass fully convective stars.

ACKNOWLEDGMENT

We thank the CFHT staff for his valuable help throughout our observing runs.

REFERENCES

- Barnes J. R., James D. J., Cameron A. C., 2004, MNRAS, 352, 589
- Barnes J. R., Cameron A. C., Donati J.-F., James D. J., Marsden S. C., Petit P., 2005, MNRAS, 357, L1
- Berdyugina S. V., 2005, Living Rev. Sol. Phys., 2, 8
- Berger E. et al., 2007, preprint (arXiv:0708.1511)
- Bonfils X. et al., 2007, A&A, 474, 293B
- Brown S. F., Donati J.-F., Rees D. E., Semel M., 1991, A&A, 250, 463
- Cameron A., 1992, in Byrne P. B., Mullan D. J., eds, Lecture Notes in Physics, Vol. 397, Surface Inhomogeneities on Late-Type Stars. Springer-Verlag, Berlin, p. 33
- Chabrier G., Baraffe I., 1997, A&A, 327, 1039
- Chabrier G., Küker M., 2006, A&A, 446, 1027
- Chabrier G., Gallardo J., Baraffe I., 2007, A&A, 472, L17
- Claret A., 2004, A&A, 428, 1001
- Delfosse X., Forveille T., Perrier C., Mayor M., 1998, A&A, 331, 581
- Delfosse X., Forveille T., Ségransan D., Beuzit J.-L., Udry S., Perrier C., Mayor M., 2000, A&A, 364, 217
- Demory B. O. et al., 2007, A&A, 475, 1125D
- Dobler W., Stix M., Brandenburg A., 2006, ApJ, 638, 336
- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Cameron A. C., 1997, MNRAS, 291, 658
- Donati J.-F., Mengel M., Carter B., Marsden S., Cameron A., Wichmann R., 2000, MNRAS, 316, 699
- Donati J.-F., Wade G., Babel J., Henrichs H., de Jong J., Harries T., 2001, MNRAS, 326, 1256
- Donati J.-F. et al., 2003a, MNRAS, 345, 1145
- Donati J.-F., Collier Cameron A., Petit P., 2003b, MNRAS, 345, 1187
- Donati J.-F., Catala C., Landstreet J. D., Petit P., 2006a, in Casini R., Lites B. W., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 358, ESPaDOnS: The New Generation Stellar Spectro-Polarimeter. Performances and First Results. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 362
- Donati J.-F., Forveille T., Cameron A. C., Barnes J. R., Delfosse X., Jardine M. M., Valenti J. A., 2006b, Sci, 311, 633 (D06)
- Donati J.-F. et al., 2006c, MNRAS, 370, 629
- Durney B. R., De Young D. S., Roxburgh I. W., 1993, Sol. Phys., 145, 207
- Hall D. S., 1991, in Tuominen I., Moss D., Rüdiger G., eds, Lecture Notes in Physics, Vol. 380, Activity, Magnetism, Dynamos, IAU Colloq. 130, The Sun and Cool Stars. Springer-Verlag, Berlin, p. 353
- Jeffers S., Barnes J., Cameron A., Donati J.-F., 2006, MNRAS, 366, 667
- Johns-Krull C. M., Valenti J. A., 1996, ApJ, 459, L95+
- Küker M., Rüdiger G., 2005, Astron. Nachr., 326, 265
- Kurucz R., 1993, CDROM # 13 (ATLAS9 atmospheric models) and # 18 (ATLAS9 and SYNTHE routines, spectral line data base). Smithsonian Astrophysical Observatory, Washington, DC
- Petit P., Donati J.-F., Cameron A., 2002, MNRAS, 334, 374
- Reiners A., Basri G., 2007, ApJ, 656, 1121
- Ribas I., 2006, Ap&SS, 304, 89
- Saar S. H., Linsky J. L., 1985, ApJ, 299, L47
- Ségransan D., Kervella P., Forveille T., Queloz D., 2003, A&A, 397, L5
- Skilling J., Bryan R. K., 1984, MNRAS, 211, 111
- Vogt S. S., Penrod G. D., Hatzes A. P., 1987, ApJ, 321, 496

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

Large-scale magnetic topologies of early M dwarfs[★]

J.-F. Donati,^{1†} J. Morin,^{1†} P. Petit,^{1†} X. Delfosse,^{2†} T. Forveille,^{2†} M. Aurière,^{1†}
R. Cabanac,^{1†} B. Dintrans,^{1†} R. Fares,^{1†} T. Gastine,^{1†} M. M. Jardine,^{3†} F. Lignières,^{1†}
F. Paletou,^{1†} J. C. Ramirez Velez,^{4†} and S. Théado^{1†}

¹LATT–UMR 5572, CNRS & Univ. de Toulouse, 14 Av. E. Belin, F–31400 Toulouse, France

²LAOG–UMR 5571, CNRS & Univ. J. Fourier, 31 rue de la Piscine, F–38041 Grenoble, France

³School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, KY16 9SS

⁴LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, F–92195 Meudon, France

Accepted 2008 August 1. Received 2008 August 1; in original form 2008 June 25

ABSTRACT

We present here additional results of a spectropolarimetric survey of a small sample of stars ranging from spectral type M0 to M8 aimed at investigating observationally how dynamo processes operate in stars on both sides of the full convection threshold (spectral type M4).

The present paper focuses on early M stars (M0–M3), that is above the full convection threshold. Applying tomographic imaging techniques to time series of rotationally modulated circularly polarized profiles collected with the NARVAL spectropolarimeter, we determine the rotation period and reconstruct the large-scale magnetic topologies of six early M dwarfs. We find that early-M stars preferentially host large-scale fields with dominantly toroidal and non-axisymmetric poloidal configurations, along with significant differential rotation (and long-term variability); only the lowest-mass star of our subsample is found to host an almost fully poloidal, mainly axisymmetric large-scale field resembling those found in mid-M dwarfs.

This abrupt change in the large-scale magnetic topologies of M dwarfs (occurring at spectral type M3) has no related signature on X-ray luminosities (measuring the total amount of magnetic flux); it thus suggests that underlying dynamo processes become more efficient at producing large-scale fields (despite producing the same flux) at spectral types later than M3. We suspect that this change relates to the rapid decrease in the radiative cores of low-mass stars and to the simultaneous sharp increase of the convective turnover times (with decreasing stellar mass) that models predict to occur at M3; it may also be (at least partly) responsible for the reduced magnetic braking reported for fully convective stars.

Key words: techniques: polarimetric – stars: activity – stars: magnetic fields – stars: low-mass, brown dwarfs – stars: rotation.

1 INTRODUCTION

Activity and magnetic fields are ubiquitous to cool stars of all spectral types (e.g. Saar & Linsky 1985; Donati et al. 1997). The anal-

ogy with the Sun suggests that these fields are produced through dynamo mechanisms operating in a thin interface layer at the base of the convective envelope, where angular rotation gradients are strongest. Starting from a weak poloidal configuration, differential rotation progressively winds the field around the star, building a strong toroidal belt at the base of the convective zone; cyclonic turbulence then restores a weak poloidal field (with a polarity opposite to that of the initial one) once the toroidal field has grown unstable (Parker 1955). However, there is still considerable controversy (even for the Sun itself) on how and where exactly the field is amplified and on which physical processes (differential rotation, meridional circulation) are mainly controlling the magnetic cycle (e.g. Charbonneau 2005).

Observing stars other than the Sun is of obvious interest for this question as they provide a direct way of studying how dynamo

[★]Based on observations obtained at the Télescope Bernard Lyot (TBL), operated by the Institut National des Science de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France.

†E-mail: donati@ast.obs-mip.fr (J-FD); jmorin@ast.obs-mip.fr (JM); petit@ast.obs-mip.fr (PP); xavier.delfosse@obs.ujf-grenoble.fr (XD); thierry.forveille@obs.ujf-grenoble.fr (TF); auriere@ast.obs-mip.fr (MA); remi.cabanac@ast.obs-mip.fr (RC); dintrans@ast.obs-mip.fr (BD); rfares@ast.obs-mip.fr (RF); tgastine@ast.obs-mip.fr (TG); mmj@st-and.ac.uk (MMJ); lignieres@ast.obs-mip.fr (FL); fpaletou@ast.obs-mip.fr (FP); julio.ramirez@obspm.fr (JCRV); sylvie.theado@ast.obs-mip.fr (ST)

processes depend on fundamental stellar parameters such as mass (and thus convective depth) and rotation rate. In this respect, low-mass fully convective stars are particularly interesting as they host no interface layer (where dynamo processes presumably concentrate in the Sun), and nevertheless show both strong magnetic fields (e.g. Johns-Krull & Valenti 1996) and intense activity (e.g. Delfosse et al. 1998). Many theoretical models were proposed to attempt resolving this issue (e.g. Durney, De Young & Roxburgh 1993; Dobler, Stix & Brandenburg 2006; Browning 2008) but observations of the large-scale magnetic fields at the surfaces of fully convective stars, and in particular of their poloidal and toroidal components, are still rare.

Thanks to time-resolved spectropolarimetric observations of cool stars, we are now able to recover information on how magnetic fields distribute at (and emerge from) the surfaces of cool active stars (e.g. Donati et al. 2003a). With the advent of new generation instruments optimized in this very purpose (ESPaDOnS at the 3.6 m Canada–France–Hawaii Telescope and NARVAL at the 2 m Télescope Bernard Lyot (TBL in France, Donati 2003), this technique can now be also applied to faint M dwarfs. The first attempt focused on the fully convective rapidly rotating M4 star V374 Peg and revealed that, against all theoretical expectations, fully convective M dwarfs are apparently very efficient at producing strong large-scale mainly-axisymmetric poloidal fields (Donati et al. 2006a) despite very small levels of differential rotation. A follow-up study confirmed this point and further demonstrated that the magnetic configuration of V374 Peg is apparently stable on time-scales of $\simeq 1$ yr (Morin et al. 2008a).

To investigate this issue in more details, we embarked in a spectropolarimetric survey of a small sample of M dwarfs, located both above and below the full-convection threshold (corresponding to a mass of $0.35 M_{\odot}$ and to a spectral type of M4). The first result of this survey, focussing mainly on active M4 dwarfs, confirms the results obtained on V374 Peg and demonstrate that strong large-scale mainly axisymmetric poloidal fields are indeed fairly common in fully convective mid-M active dwarfs (Morin et al. 2008b, hereafter M08). In this new paper, we present the results for the 6 early M dwarfs that we observed in this survey, namely DT Vir, DS Leo, CE Boo, OT Ser, GJ 182 and GJ 49, with spectral types ranging from M0 to M3 (see Table 1). After briefly describing the observations and the magnetic modelling method that we use, we detail the results obtained for each star and discuss their implication for our understanding of dynamo processes in cool active stars.

2 OBSERVATIONS

Spectropolarimetric observations of the selected M dwarfs were collected with NARVAL and the 2 m Télescope Bernard Lyot (TBL), between 2007 January and 2008 February (in three different runs). NARVAL is a twin spectropolarimeter copied from ESPaDOnS (Donati 2003), yielding full coverage of the optical domain (370 to 1000 nm) at a resolving power of about 65 000 in a single exposure. Each polarization exposure consists of four individual subexposures taken in different polarimeter configurations and combined together to filter out all spurious polarization signatures at first order (e.g. Donati et al. 1997).

Data reduction was carried out using LIBRE ESPRIT, a fully automated package/pipeline installed at TBL and performing optimal extraction of unpolarized (Stokes I) and circularly polarized (Stokes V) spectra as described in Donati et al. (1997). The peak signal-to-noise ratios (S/N) per 2.6 km s^{-1} velocity bin that we obtained in the collected spectra range from 100 to 400 depending on the magnitude and weather conditions. The journal of observations for all stars is presented in Tables 2–7.

All spectra are automatically corrected from spectral shifts resulting from instrumental effects (e.g. mechanical flexures, temperature or pressure variations) using telluric lines as a reference. Though not perfect, this procedure allows spectra to be secured with a radial velocity (RV) precision of better than 0.030 km s^{-1} (e.g. Moutou et al. 2007).

Least-squares deconvolution (LSD, Donati et al. 1997) was applied to all spectra to extract the polarization signal from most photospheric atomic lines and compute a mean Zeeman signature corresponding to an average photospheric profile (centred at 700 nm and with an effective Landé factor of 1.2). The line list used in this process is derived from an Atlas9 local thermodynamic equilibrium model (Kurucz 1993) matching the properties of our sample, and includes about 5000 moderate to strong atomic lines (i.e. with a relative depth larger than 40 per cent prior to any macroscopic broadening). The resulting multiplex gain in S/N is about 15 (see Table 2). Zeeman signatures are detected in most cases on all stars. Radial velocities are obtained from Gaussian fits to all LSD unpolarized profiles. Average unpolarized LSD profiles of all stars are shown in Fig. 1.

3 MAGNETIC MODELLING

The magnetic model we use to describe the time series of rotationally modulated LSD Stokes V profiles is described in M08.

Table 1. Fundamental parameters of our sample early-M dwarf stars. Columns 1–6, respectively, list the name, the spectral type, the mass M_{\star} (derived from the *Hipparcos* distance and the J , H and K magnitudes using the mass-luminosity relations of Delfosse et al. 2000 except for GJ 182 for which we used the evolutionary models of Baraffe et al. 1998, see text), the logarithmic bolometric luminosity $\log L_{\text{bol}}$ (derived from the mass and the models of Baraffe et al. 1998), the logarithmic relative X-ray luminosity $\log R_X$ (i.e. $\log L_X/L_{\text{bol}}$, from Kiraga & Stepien 2007 or from the NEXXUS data base, Schmitt & Liefke 2004, or from Wood et al. 1994 for GJ 49), the projected rotation velocity (this paper, accuracy $\simeq 1 \text{ km s}^{-1}$), the rotation period (this paper), the convective turnover time τ_c (from Kiraga & Stepien 2007), the effective Rossby number $Ro = P_{\text{rot}}/\tau_c$, the radius R_{\star} (predicted by the theoretical models of Baraffe et al. 1998) and the assumed inclination angle of the rotation axis to the line of sight (this paper).

Star	ST	M_{\star} (M_{\odot})	$\log L_{\text{bol}}$ (erg s^{-1})	$\log R_X$	$v \sin i$ (km s^{-1})	P_{rot} (d)	τ_c (d)	Ro	R_{\star} (R_{\odot})	i ($^{\circ}$)
GJ 182	M0.5	0.75	32.7	−3.1	10	4.35	25	0.174	0.82	60
DT Vir/GJ 494A	M0.5	0.59	32.3	−3.4	11	2.85	31	0.092	0.53	60
DS Leo/GJ 410	M0	0.58	32.3	−4.0	2	14.0	32	0.438	0.52	60
GJ 49	M1.5	0.57	32.3	<−4.3	1	18.6	33	0.564	0.51	45
OT Ser/GJ 9520	M1.5	0.55	32.2	−3.4	6	3.40	35	0.097	0.49	45
CE Boo/GJ 569A	M2.5	0.48	32.1	−3.7	1	14.7	42	0.350	0.43	45

Table 2. Journal of observations for DT Vir = GJ 494A. Columns 1–7 list the UT date, the heliocentric Julian date, the UT time, the total exposure time, the peak S/N (per 2.6 km s^{-1} velocity bin) and the rms noise level in the LSD Stokes *V* profile (relative to the unpolarized continuum level and per 1.8 km s^{-1} velocity bin). In Columns 8 and 9, we list the rotational cycles (using ephemeris $\text{HJD} = 245\,4100.0 + 2.85 E$) as well as the longitudinal fields B_ℓ (with error bars) and the radial velocities v_r (absolute accuracy 0.10 km s^{-1} , internal accuracy 0.03 km s^{-1}) associated to each exposure.

Date	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)	Cycle	B_ℓ (G)	v_r (km s^{-1})
2007 January 26	126.701 73	04:47:56	4×800	240	3.3	9.369	-17.6 ± 9.3	-13.32
January 27	127.677 10	04:12:22	4×800	310	2.3	9.711	-3.8 ± 6.7	-13.44
January 28	128.690 01	04:30:50	4×800	350	2.0	10.067	66.0 ± 5.8	-13.04
January 29	129.653 74	03:38:29	4×800	340	2.1	10.405	-27.6 ± 6.0	-13.29
February 02	133.715 69	05:07:13	4×800	350	2.0	11.830	23.3 ± 5.7	-13.29
February 03	134.699 61	04:43:57	4×800	340	2.1	12.175	49.7 ± 6.0	-13.00
February 04	135.712 25	05:02:02	4×800	360	1.9	12.531	-31.1 ± 5.6	-13.32
February 05	136.662 08	03:49:41	2×800	140	5.2	12.864	28.0 ± 15.5	-13.25
2007 December 28	462.715 36	05:11:18	4×750	330	2.2	127.269	30.5 ± 6.5	-13.64
December 29	463.746 05	05:55:22	4×750	360	2.0	127.630	15.5 ± 5.7	-13.67
December 31	465.744 01	05:52:10	4×700	290	2.5	128.331	29.0 ± 7.1	-13.66
2008 January 01	466.745 83	05:54:39	4×700	360	2.0	128.683	24.5 ± 5.7	-13.69
January 19	484.635 07	03:12:52	4×600	170	4.5	134.960	26.3 ± 12.8	-13.57
January 20	485.612 80	02:40:40	4×600	200	4.0	135.303	29.4 ± 11.3	-13.77
January 23	488.626 10	02:59:27	4×600	250	3.1	136.360	23.6 ± 9.0	-13.74
January 24	489.620 41	02:51:08	4×600	240	2.9	136.709	1.5 ± 8.6	-13.65
January 26	491.603 91	02:27:08	4×600	230	3.3	137.405	39.8 ± 9.5	-13.69
January 27	492.626 06	02:58:54	4×600	320	2.2	137.763	-4.5 ± 6.2	-13.67
January 28	493.637 58	03:15:22	4×600	300	2.4	138.118	4.5 ± 6.7	-13.56
February 03	499.637 51	03:14:34	4×600	280	2.7	140.224	8.9 ± 7.7	-13.80
February 05	501.647 73	03:29:03	4×600	290	2.4	140.929	53.9 ± 7.0	-13.59
February 06	502.636 36	03:12:34	4×600	320	2.2	141.276	-7.1 ± 6.4	-13.75
February 07	503.640 38	03:18:15	4×600	290	2.4	141.628	23.2 ± 7.1	-13.69
February 10	506.647 84	03:28:40	4×600	310	2.3	142.684	7.0 ± 6.6	-13.65
February 12	508.639 39	03:16:18	4×600	300	2.4	143.382	-4.9 ± 6.9	-13.82
February 14	510.639 42	03:16:08	4×600	230	3.2	144.084	7.4 ± 9.2	-13.61
February 15	511.655 42	03:39:04	4×600	280	2.5	144.440	6.7 ± 7.3	-13.77
February 16	512.640 53	03:17:32	4×600	300	2.4	144.786	-2.0 ± 6.7	-13.68
February 17	513.640 33	03:17:09	4×600	310	2.3	145.137	-0.1 ± 6.6	-13.65

We recall it briefly here and refer the reader to M08 for further details.

To describe the magnetic field, we use the same description as Donati et al. (2006b). The field is decomposed into its poloidal and toroidal components, both expressed as spherical harmonics expansions. The imaging process is based on the principles of maximum entropy image reconstruction, with entropy (i.e. quantifying the amount of reconstructed information) being calculated from the coefficients of the spherical harmonics expansions. Starting from a null magnetic field, we iteratively improve our magnetic model by comparing the synthetic Stokes *V* profiles with the observed ones, until we reach an optimal field topology that reproduces the data at a given χ^2 level (i.e. usually down to noise level, corresponding to a unit reduced χ^2 level $\chi^2_v = 1$). The inversion problem being partly ill posed, we use the entropy function to select the magnetic field with lowest information content among all those reproducing the data equally well. Given that most stars considered here rotate no more than moderately, we limit spherical harmonics expansions to $\ell < 10$, usually up to eight for moderate rotators (e.g. DT Vir) and up to five only for the slower ones. In all cases (even the slowest rotators), we need to set $\ell > 3$ to reproduce successfully the data at noise level.

To compute the synthetic profiles corresponding to a given magnetic topology, we divide the surface of the star into a grid of elementary surface cells (typically 5000), in which the three com-

ponents of the magnetic field (in spherical coordinates) are estimated directly from the spherical harmonics expansions used to describe the field. Using Unno–Rachkovsky’s equations (e.g. Landi degl’Innocenti 1992), we compute the contribution of each grid cell to the Stokes *V* profiles and integrate all contributions from the visible stellar hemisphere at each observed rotation phase. The free parameters in Unno–Rachkovsky’s equations (describing the shape of the unpolarized line profile from a non-magnetic grid cell) are obtained by fitting the Stokes *I* LSD profiles of a very slowly rotating and weakly active star of similar spectral type (e.g. GJ 205).

Reproducing both the amplitude and shape of LSD Stokes *V* profiles in the particular case of stars with strong fields and sharp lines requires that we introduce a filling factor (called *f*) describing the fractional amount of flux producing circular polarization (assumed constant over the whole star). At first glance, this may seem in contradiction with the fact that we are mostly sensitive to large-scale fields, that is fields whose spatial coherency is much larger than the size of our grid cells; however, large-scale fields can potentially be also structured on a small scale, e.g. with convection compressing the field into a small section of each cell but keeping the flux constant over the cell surface. We suspect that this is the case here. In practice, it means that the circularly polarized flux that we get from each grid cell is given by fV_{loc} where V_{loc} is the Stokes *V* profile derived from Unno–Rachkovsky’s equations for a magnetic strength of B/f . This simple model ensures that both the width and amplitude

Table 3. Same as Table 2 for DS Leo = GJ 410. Rotational cycles are now computed using ephemeris $HJD = 245\,4100.0 + 14.0\,E$.

Date	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}\,I_c$)	Cycle	B_ℓ (G)	v_r (km s^{-1})
2007 January 26	126.650 15	03:31:14	4×800	250	2.7	1.904	-33.9 ± 4.1	-14.08
January 27	127.634 91	03:09:13	4×800	270	2.3	1.974	-15.9 ± 3.4	-14.05
January 28	128.646 92	03:26:27	4×800	320	2.0	2.046	-1.3 ± 3.0	-14.08
January 29	129.610 70	02:34:13	4×800	330	1.9	2.115	13.1 ± 2.9	-14.06
January 30	130.653 62	03:35:57	4×800	340	1.7	2.189	29.7 ± 2.6	-14.08
February 02	133.670 41	03:59:57	4×800	340	1.8	2.405	6.3 ± 2.8	-14.03
February 03	134.656 77	03:40:15	4×800	340	1.8	2.475	7.0 ± 2.8	-14.01
February 04	135.669 47	03:58:28	4×800	350	1.8	2.548	3.7 ± 2.7	-14.02
February 05	136.630 31	03:02:02	4×800	200	3.2	2.617	2.4 ± 5.1	-14.04
2007 December 28	462.675 98	04:11:04	4×750	320	2.0	25.905	9.9 ± 2.9	-14.09
December 29	463.704 87	04:52:33	4×750	340	1.8	25.979	1.5 ± 2.7	-14.09
December 31	465.709 55	04:59:06	4×600	260	2.5	26.122	8.6 ± 3.7	-14.08
2008 January 01	466.709 12	04:58:22	4×700	350	1.8	26.194	24.5 ± 2.7	-14.09
January 02	467.683 06	04:20:44	2×600	130	5.1	26.263	13.9 ± 7.7	-14.07
January 03	468.707 48	04:55:48	4×700	180	3.8	26.336	26.9 ± 5.6	-14.05
January 07	472.625 78	02:57:46	4×700	160	4.3	26.616	-22.1 ± 7.0	-14.06
January 08	473.623 19	02:53:56	4×700	260	2.4	26.687	-4.0 ± 3.9	-14.11
January 19	484.580 50	01:51:30	4×600	180	4.0	27.470	-17.2 ± 5.9	-14.04
January 20	485.556 37	01:16:40	4×600	190	3.7	27.540	-26.8 ± 5.5	-14.05
January 22	487.583 95	01:56:14	4×600	230	2.8	27.685	-9.6 ± 4.4	-14.04
January 24	489.532 79	00:42:24	4×600	250	2.6	27.824	6.4 ± 3.8	-14.05
January 26	491.548 99	01:05:35	4×600	240	2.6	27.968	7.1 ± 3.8	-14.08
January 27	492.571 73	01:38:15	4×600	310	2.0	28.041	-3.5 ± 3.0	-14.07
January 28	493.583 39	01:54:59	4×600	290	2.2	28.113	6.7 ± 3.3	-14.04
February 03	499.601 60	02:20:49	4×600	270	2.3	28.543	-22.3 ± 3.8	-14.11
February 05	501.583 41	01:54:31	4×600	250	2.6	28.684	-0.9 ± 4.1	-14.08
February 06	502.582 01	01:52:26	4×600	310	2.1	28.756	4.3 ± 3.1	-14.08
February 07	503.580 42	01:50:06	4×600	290	2.2	28.827	3.5 ± 3.2	-14.10
February 10	506.593 31	02:08:31	4×600	290	2.1	29.042	4.2 ± 3.2	-14.03
February 11	507.556 97	01:16:08	4×600	300	2.0	29.111	5.8 ± 2.9	-14.06
February 12	508.585 57	01:57:17	4×600	310	2.2	29.185	16.1 ± 3.3	-14.04
February 13	509.590 71	02:04:38	4×600	290	2.2	29.256	16.1 ± 3.3	-14.02
February 14	510.585 72	01:57:25	4×600	230	2.9	29.328	10.9 ± 4.3	-14.03
February 15	511.602 58	02:21:39	4×600	300	2.1	29.400	-9.4 ± 3.2	-13.98
February 16	512.588 34	02:01:06	4×600	270	2.4	29.471	-16.5 ± 3.5	-14.04
February 17	513.587 59	01:59:59	4×600	300	2.1	29.542	-16.9 ± 3.1	-14.02

of Stokes V signatures can be fitted simultaneously; typical values of f range from 0.10 to 0.15 in active mid-M dwarfs with sharp lines (M08). For stars rotating more rapidly and/or hosting intrinsically weak fields, different values of f produce very similar fits and unambiguous magnetic flux maps, in which case we arbitrarily set $f = 1$. This model has proved rather successful at reproducing the observed times series of Stokes V profiles in mid-M dwarfs (M08) and classical T Tauri stars (Donati et al. 2008); we therefore use it again for the present study.

We can also implement differential rotation for computing the synthetic Stokes V profiles corresponding to our magnetic model. For this purpose, we assume a Sun-like surface rotation pattern with the rotation rate varying with latitude θ as $\Omega_{\text{eq}} - d\Omega \sin^2 \theta$, Ω_{eq} being the angular rotation rate at the equator and $d\Omega$ the difference in angular rotation rate between the equator and the pole. By carrying out reconstructions (at constant information content) for a range of Ω_{eq} and $d\Omega$ values, we can investigate how the fit quality varies with differential rotation; differential rotation is detected when the χ^2 of the fit to the data shows a well defined minimum in the explored $\Omega_{\text{eq}} - d\Omega$ domain, with the position of the minimum and the curvature of the χ^2 surface at this point yielding the optimal Ω_{eq} and $d\Omega$

values and respective error bars (Donati, Collier Cameron & Petit 2003b).

4 DT VIR = GJ 494A = HIP 63942

DT Vir is a magnetically active M0.5 dwarf showing significant rotational broadening in spectral lines ($v \sin i \simeq 10 \text{ km s}^{-1}$, Beuzit et al. 2004); photometric variability suggests a short rotation period P_{rot} of about 2.9 d in good agreement with its membership to the young Galactic disc (Kiraga & Stepien 2007). The *Hipparcos* distance is $11.43 \pm 0.20 \text{ pc}$. It belongs to a distant binary system with an astrometric period of about 14.5 yr (Heintz 1994) and a semi-major axis of 5–6 au; the companion is about 4.4 mag fainter in K and is either a very low-mass star or a young brown dwarf (Beuzit et al. 2004, depending on the exact age of the system). Using the mass-luminosity relations of Delfosse et al. (2000), we estimate that the mass of DT Vir is $0.59 \pm 0.02 M_{\odot}$. Given $v \sin i$ and P_{rot} , we infer that $R_{\star} \sin i$ is about $0.6 R_{\odot}$, that is already 10 per cent larger than the radius expected from theoretical models (see Table 1); we therefore set $i = 60^\circ$ in the imaging process (the result being weakly sensitive to variations of i of $\pm 10^\circ$).

Table 4. Same as Table 2 for CE Boo = GJ 569A. Rotational cycles are now computed using ephemeris $HJD = 245\,4100.0 + 14.7\,E$.

Date	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}\,I_c$)	Cycle	B_ℓ (G)	v_r (km s^{-1})
2008 January 19	484.666 41	04:01:44	4×600	130	6.2	26.168	-93.6 ± 14.5	-7.31
January 20	485.682 58	04:24:54	4×600	200	3.9	26.237	-92.2 ± 9.3	-7.36
January 23	488.658 20	03:49:27	4×600	230	3.3	26.439	-59.3 ± 7.8	-7.28
January 24	489.651 97	03:40:21	4×600	190	3.7	26.507	-73.3 ± 8.8	-7.29
January 26	491.636 67	03:18:05	4×600	170	4.7	26.642	-110.2 ± 11.2	-7.31
January 27	492.658 02	03:48:42	4×600	270	2.6	26.711	-90.5 ± 6.1	-7.34
January 28	493.670 96	04:07:12	4×600	280	2.5	26.780	-114.2 ± 6.1	-7.31
January 30	495.680 78	04:21:06	4×600	250	2.9	26.917	-111.0 ± 6.8	-7.35
February 03	499.693 24	04:38:34	4×600	260	2.7	27.190	-70.4 ± 6.5	-7.42
February 05	501.680 94	04:20:37	4×600	250	2.9	27.325	-53.8 ± 6.9	-7.35
February 07	503.673 64	04:09:51	4×600	260	2.7	27.461	-54.9 ± 6.4	-7.35
February 10	506.679 74	04:18:16	4×600	270	2.7	27.665	-91.0 ± 6.3	-7.32
February 11	507.688 09	04:30:10	4×600	280	2.4	27.734	-113.4 ± 5.9	-7.36
February 12	508.671 16	04:05:40	4×600	240	3.0	27.801	-115.0 ± 7.1	-7.34
February 13	509.678 82	04:16:35	4×600	230	3.1	27.869	-108.6 ± 7.4	-7.33
February 14	510.671 93	04:06:32	4×600	200	3.7	27.937	-106.7 ± 8.6	-7.35
February 15	511.687 89	04:29:24	4×600	270	2.7	28.006	-111.7 ± 6.4	-7.31
February 16	512.672 87	04:07:39	4×600	260	2.6	28.073	-85.5 ± 6.2	-7.37
February 17	513.672 52	04:07:02	4×600	270	2.6	28.141	-79.9 ± 6.2	-7.34

Table 5. Same as Table 2 for OT Ser = GJ 9520. Rotational cycles are now computed using ephemeris $HJD = 245\,4100.0 + 3.40\,E$.

Date	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}\,I_c$)	Cycle	B_ℓ (G)	v_r (km s^{-1})
2007 July 26	308.422 53	22:05:53	4×900	270	2.7	61.301	80.0 ± 5.7	6.89
July 28	310.385 49	21:12:45	4×900	340	2.0	61.878	55.0 ± 4.6	6.75
July 29	311.432 98	22:21:15	4×900	370	1.8	62.186	73.4 ± 4.1	6.87
July 30	312.419 04	22:01:17	4×900	380	1.8	62.476	74.9 ± 3.8	6.82
July 31	313.419 95	22:02:42	4×900	230	3.2	62.771	67.0 ± 7.0	6.82
August 02	315.421 56	22:05:14	4×900	350	1.9	63.359	80.9 ± 4.2	6.90
August 03	316.421 55	22:05:20	4×900	350	1.9	63.653	67.8 ± 4.2	6.84
August 04	317.422 36	22:06:36	4×900	230	3.1	63.948	55.5 ± 7.1	6.77
August 09	322.416 67	21:58:58	4×900	330	2.1	65.417	77.7 ± 4.5	6.87
August 10	323.417 38	22:00:06	4×900	250	2.8	65.711	70.5 ± 6.1	6.82
August 14	327.356 76	20:33:15	4×900	270	2.7	66.870	54.5 ± 6.0	6.79
2008 January 19	484.745 79	05:56:56	4×600	150	5.2	113.160	52.7 ± 10.6	6.78
January 20	485.715 87	05:13:45	4×600	190	3.9	113.446	1.4 ± 8.1	6.80
January 23	488.691 55	04:38:25	4×600	180	4.1	114.321	8.9 ± 8.7	6.81
January 24	489.688 97	04:34:36	4×600	160	4.5	114.614	69.1 ± 9.6	6.76
January 26	491.671 01	04:08:31	4×600	200	3.6	115.197	47.5 ± 7.6	6.78
January 27	492.691 73	04:38:14	4×600	260	2.8	115.498	22.4 ± 5.8	6.79
January 28	493.704 73	04:56:51	4×600	280	2.4	115.796	90.9 ± 5.3	6.81
January 30	495.714 92	05:11:18	4×600	250	2.8	116.387	-6.6 ± 5.9	6.80
February 03	499.727 43	05:28:51	4×600	240	2.9	117.567	47.7 ± 6.2	6.72
February 05	501.715 60	05:11:36	4×600	260	2.7	118.152	86.3 ± 5.7	6.71
February 07	503.706 55	04:58:20	4×600	280	2.5	118.737	79.7 ± 5.4	6.75
February 10	506.712 99	05:07:16	4×600	260	2.7	119.621	52.6 ± 5.6	6.77
February 11	507.721 97	05:20:05	4×600	280	2.5	119.918	108.3 ± 5.4	6.71
February 12	508.704 20	04:54:23	4×600	240	3.0	120.207	56.9 ± 6.2	6.75
February 13	509.622 57	02:56:43	4×600	230	3.1	120.477	9.8 ± 6.6	6.78
February 13	509.753 90	06:05:49	4×600	270	2.6	120.516	27.8 ± 5.5	6.77
February 14	510.705 31	04:55:45	4×600	220	3.3	120.796	92.5 ± 6.8	6.78
February 15	511.721 39	05:18:47	4×600	270	2.5	121.094	104.7 ± 5.4	6.73
February 16	512.706 38	04:57:03	4×600	280	2.5	121.384	10.3 ± 5.4	6.74
February 17	513.705 77	04:56:03	4×600	270	2.5	121.678	76.0 ± 5.4	6.77

Stokes V data were collected at two epochs, providing only moderate coverage of the rotation cycle at the first epoch but a dense and redundant coverage at the second epoch (see Table 2). Stokes V signatures are clearly detected at all time, even though the corre-

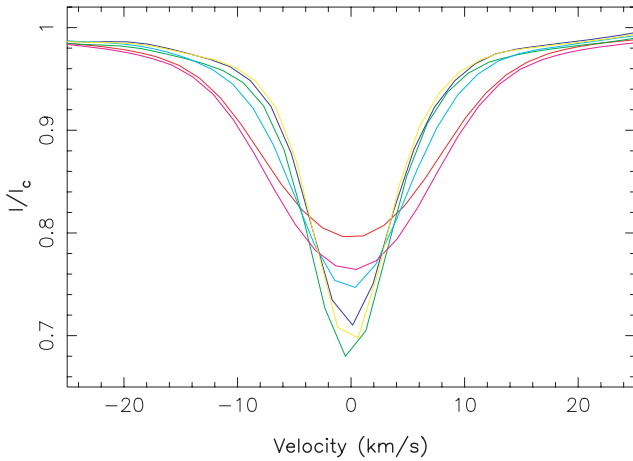
sponding longitudinal fields are usually low (ranging from -30 to 70 G), much lower than those reported on mid-M dwarfs in particular (M08). The projected rotation velocity that we derive from the Stokes I profiles is $v \sin i = 11 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$, in good agreement

Table 6. Same as Table 2 for GJ 182. Rotational cycles are now computed using ephemeris $HJD = 245\,4100.0 + 4.35\,E$.

Date	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}\,I_c$)	Cycle	B_ℓ (G)	v_r (km s^{-1})
2007 January 21	122.370 18	20:48:02	4×900	210	3.2	5.143	-84.4 ± 8.0	19.23
January 26	127.284 64	18:45:22	4×900	190	3.6	6.272	-40.6 ± 9.2	19.22
January 27	128.282 37	18:42:12	4×900	240	2.6	6.502	-37.9 ± 6.4	19.59
January 30	131.273 39	18:29:36	2×900	55	12.7	7.189	-65.3 ± 36.4	19.22
February 01	133.296 69	19:03:23	4×900	250	2.4	7.654	18.6 ± 5.9	19.66
February 03	135.286 38	18:48:47	4×900	190	3.4	8.112	-84.2 ± 8.7	19.21
February 08	140.299 36	19:08:04	4×900	250	2.5	9.264	-42.6 ± 6.5	19.24

Table 7. Same as Table 2 for GJ 49. Rotational cycles are now computed using ephemeris $HJD = 245\,4300.0 + 18.6\,E$.

Date	HJD (245 4000+)	UT (h:m:s)	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}\,I_c$)	Cycle	B_ℓ (G)	v_r (km s^{-1})
2007 July 27	308.619 63	02:49:20	4×900	330	2.1	0.463	-4.6 ± 4.1	-6.00
July 28	309.635 21	03:11:41	4×900	450	1.5	0.518	-12.0 ± 2.8	-6.02
July 29	310.634 81	03:10:59	4×900	410	1.6	0.572	-20.9 ± 3.1	-6.02
July 30	311.636 56	03:13:25	4×700	370	1.8	0.626	-28.4 ± 3.5	-6.01
July 31	312.630 31	03:04:19	4×700	380	1.7	0.679	-29.2 ± 3.3	-6.06
August 01	313.631 44	03:05:51	4×700	300	2.2	0.733	-21.7 ± 4.3	-6.01
August 03	315.639 27	03:16:55	4×700	320	2.5	0.841	-5.9 ± 5.6	-6.02
August 04	316.638 04	03:15:03	4×700	380	1.7	0.894	-1.6 ± 3.4	-6.04
August 05	317.607 46	02:30:56	4×700	350	1.9	0.947	2.9 ± 3.7	-6.01
August 09	321.612 10	02:37:15	4×700	340	2.0	1.162	-10.2 ± 3.7	-6.02
August 10	322.631 55	03:05:10	4×700	330	2.1	1.217	-10.6 ± 3.9	-6.02
August 11	323.634 37	03:09:08	4×700	280	2.5	1.271	-16.4 ± 4.7	-6.04
August 15	327.625 17	02:55:34	4×700	350	2.0	1.485	-10.3 ± 3.8	-6.03
August 18	330.618 20	02:45:17	4×700	370	1.8	1.646	-28.1 ± 3.5	-6.03
August 19	331.573 57	01:40:56	4×700	340	1.9	1.698	-20.2 ± 3.6	-6.06
August 31	343.560 27	01:20:59	4×700	280	2.4	2.342	-5.9 ± 4.7	-6.00

**Figure 1.** Average unpolarized LSD profiles for DT Vir (red line), DS Leo (green), CE Boo (dark blue), OT Ser (light blue), GJ 182 (pink) and GJ 49 (yellow). All profiles are centred on the rest velocity.

with the estimate of Beuzit et al. (2004). The RV we measure is different at both epochs, equals to -13.25 and $-13.68\,\text{km s}^{-1}$, respectively (with an absolute accuracy of about $0.10\,\text{km s}^{-1}$); this difference likely reflects the binary motion. Moreover, the relative dispersion about the mean RV, respectively equals to 0.14 and

$0.07\,\text{km s}^{-1}$, is larger than the internal RV accuracy of NARVAL (about $0.03\,\text{km s}^{-1}$, e.g. Moutou et al. 2007) and likely reflects the intrinsic activity RV jitter of DT Vir; in 2007 (i.e. when the internal RV dispersion is largest), we find that RVs correlate reasonably well with longitudinal fields, suggesting that the RV fluctuations are indeed due to the magnetic activity. Given the moderate strength of the field and the significant rotational broadening of DT Vir, there is no need of adjusting f to optimize the fit quality.

Assuming solid body rotation, we find that the rotation period providing the best fit to the data is close to that derived from photometric variations but slightly different for each of the two data sets, about 2.90 d for the 2008 data and 2.80 d for the 2007 data; we therefore selected $P_{\text{rot}} = 2.85\,\text{d}$ as the mean rotation period with which we phased all data. Using this value of P_{rot} yields a slightly chaotic phase dependence for the 2008 B_ℓ data, with points at nearby phases but different cycles (e.g. on December 28 and February 06, i.e. at rotation cycles 127.269 and 141.276) showing discrepant field values; we suspect it indicates significant surface differential rotation on DT Vir. Further confirmation comes from our finding that the 2008 data cannot be fitted down to $\chi^2_v = 1$ for solid body rotation; using differential rotation, we are able to fit to the data down to noise level, with the χ^2_v surface (at given information content) showing a clear minimum. The differential rotation parameters we obtain are $\Omega_{\text{eq}} = 2.200 \pm 0.003\,\text{rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.060 \pm 0.006\,\text{rad d}^{-1}$, corresponding to rotation periods at the equator and pole of 2.85 and 2.94 d, respectively (bracketing the estimate of

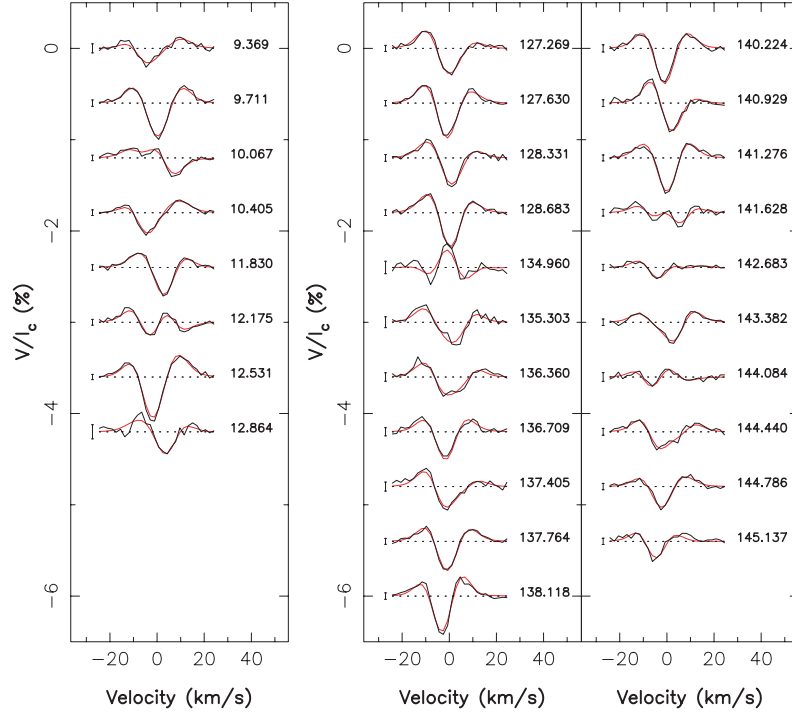


Figure 2. Stokes *V* LSD profiles of DT Vir = GJ 494A (thick black line) along with the maximum entropy fit (thin red line) to the data, for both the 2007 (left-hand side) and 2008 (right-hand side) runs. The rotational cycles of each observation, along with 3σ error bars, are shown next to each profile.

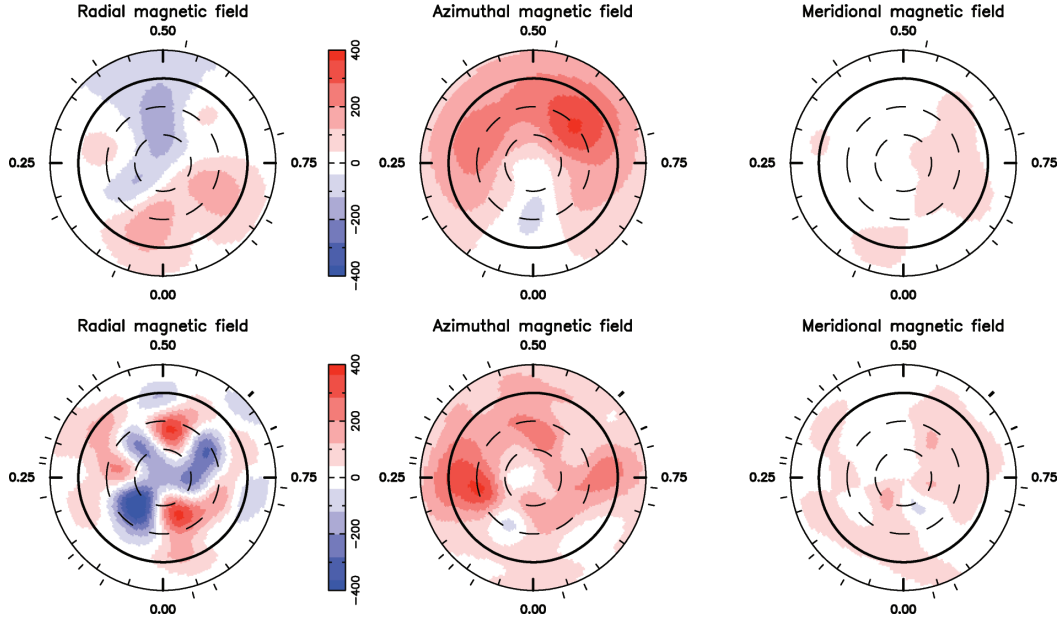


Figure 3. Magnetic topologies of DT Vir = GJ 494A in 2007 (top) and 2008 (bottom), reconstructed from a fit to the complete series of LSD Stokes *V* profiles. The three components of the field in spherical coordinates are displayed (from left- to right-hand side), with magnetic fluxes labelled in G. The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each plot indicate the phases of observation.

Kiraga & Stepien 2007). The photospheric shear of DT Vir is very similar to that of the Sun, with the equator lapping the pole by one rotation cycle every 105 ± 10 d.

The optimal maximum entropy fit to the Stokes *V* data that we obtain (including the effect of differential rotation) is shown in Fig. 2

and corresponds to $\chi^2_v = 1$, that is to a χ^2_v improvement over a non-magnetic model of $\times 31$ and $\times 22$ for each epoch, respectively. The reconstructed magnetic maps are shown in Fig. 3.

As obvious from Fig. 3, the magnetic topologies we derive contain a significant amount of toroidal field (62 per cent and 47 per cent of

Table 8. Properties of the large-scale field topologies derived in the present study. For each star, observations at different epochs are listed separately. The table lists sequentially the name of the star, the mass, the rotation period, the effective Rossby number and the logarithmic relative X-ray luminosity (taken from Table 1), the surface angular rotation shear between the equator and pole $d\Omega$ (whenever detected), the derived filling factor f (whenever applicable), the reconstructed magnetic energy and flux (i.e. $\langle B^2 \rangle$ and $\langle B \rangle$), and the fractional energies in the poloidal field, the poloidal dipole ($\ell = 1$) modes, the poloidal quadrupole ($\ell = 2$) modes, the poloidal octupole ($\ell = 3$) modes and the poloidal axisymmetric ($m < \ell/2$) modes. All field components with $\ell \leq 3$ are required to fit the data at noise level.

Star	M_\star (M_\odot)	P_{rot} (d)	Ro	$\log R_X$	$d\Omega$ (rad d^{-1})	f	$\langle B^2 \rangle$ (10^4 G^2)	$\langle B \rangle$ (G)	Pol.	Dip.	Qua.	Oct.	Axi.
GJ 182 2007	0.75	4.35	0.174	−3.1	0.06 ± 0.03		3.95	172	0.32	0.48	0.18	0.14	0.17
DT Vir 2007	0.59	2.85	0.092	−3.4			2.78	145	0.38	0.64	0.17	0.08	0.12
2008					0.060 ± 0.006		3.21	149	0.53	0.10	0.17	0.17	0.20
DS Leo 2007	0.58	14.0	0.438	−4.0			1.24	101	0.18	0.52	0.37	0.08	0.58
2008					0.076 ± 0.020		1.05	87	0.20	0.52	0.31	0.07	0.16
GJ 49 2007	0.57	18.6	0.564	<−4.3			0.09	27	0.48	0.71	0.20	0.07	0.67
OT Ser 2007	0.55	3.40	0.097	−3.4		0.05	2.28	136	0.80	0.47	0.19	0.18	0.86
2008					0.12 ± 0.02	0.10	2.38	123	0.67	0.33	0.17	0.21	0.66
CE Boo 2008	0.48	14.7	0.350	−3.7		0.05	1.48	103	0.95	0.87	0.06	0.03	0.96

the reconstructed magnetic energy in 2007 and 2008, respectively); at both epochs, the reconstructed toroidal field shows up as a ring of counterclockwise field encircling the whole star. The poloidal field is more complex, especially in 2008 when more than 50 per cent of the reconstructed poloidal field energy concentrates in orders with $\ell > 3$ (with dipole modes containing only 10 per cent). The intrinsic evolution of the large-scale field topology between 2007 and 2008 is straightforwardly visible in the image, especially on the poloidal field component whose spatial structure was much simpler in 2007 (64 per cent of the poloidal field energy in dipole modes). At both epochs, the reconstructed poloidal field is mostly non-axisymmetric (less than 20 per cent of the energy concentrating in $m < \ell/2$ modes). This information is summarized in Table 8.

5 DS LEO = GJ 410 = HD 95650 = HIP 53985

DS Leo is a single M0 dwarf with sharp spectral lines, located at an *Hipparcos* distance of 11.66 ± 0.18 pc from the Sun. Its RV is equal to $-13.90 \pm 0.10 \text{ km s}^{-1}$ (Nidever et al. 2002). Photometric variability was studied by Fekel & Henry (2000) who detected cyclic variability at periods of 13.99 and 15.71 d on different observing seasons and interpreted it as caused by stellar rotation (about 14 d) coupled to surface differential rotation (modulating the observed photometric period as spots migrate to different latitudes). Using the mass-luminosity relations of Delfosse et al. (2000), we estimate that the mass of DS Leo is $0.58 \pm 0.02 M_\odot$, that is very similar to that of DT Vir. The large amplitude rotational modulation that we observe for Stokes V profiles suggest that the inclination angle is not small; we therefore set $i = 60^\circ$ in the following imaging process.

Stokes V data were collected at two epochs (same runs as for DT Vir, see Table 3), providing again partial coverage of the rotation cycle at the first epoch but a dense and redundant coverage at the second epoch. Stokes V signatures are detected in almost all spectra, with longitudinal fields never exceeding strengths of 35 G. The RV we measure ($-14.05 \pm 0.10 \text{ km s}^{-1}$ at both epochs, with an internal dispersion of 0.03 km s^{-1}) is in reasonably good agreement with that of Nidever et al. (2002). The rotational broadening of DS Leo is small, only slightly larger than that of GJ 205 (having $v \sin i = 1.0\text{--}1.5 \text{ km s}^{-1}$, Reiners 2007); using $v \sin i = 2 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ provides a good fit to the Stokes I profiles and is compatible with the radius expected from theoretical models ($0.52 R_\odot$, see Table 1), the rotation period of Fekel & Henry (2000) and the inclination angle

we assumed ($i = 60^\circ$). As for DT Vir, we do not need to use f for modelling the profiles of DS Leo.

The solid-body-rotation period providing the best fit to the data is close to 14 d at both epochs; we therefore used it to phase all spectra. As for DT Vir, the B_ℓ curve in the 2008 data is showing apparently discrepant points for spectra collected at nearby phases but different cycles (e.g. January 03 and February 14, at rotation cycles 26.336 and 29.328) as a likely result of the presence of surface differential rotation. This is confirmed by the fact that the full Stokes V 2008 data set cannot be fitted down to $\chi^2_v = 1$ when assuming solid body rotation. Proceeding as for DT Vir, we obtain that $\Omega_{\text{eq}} = 0.465 \pm 0.004 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.076 \pm 0.020 \text{ rad d}^{-1}$ at the surface of DS Leo, i.e. that the rotation periods at the equator and the pole are, respectively, equal to 13.5 and 16.1 d (bracketing both photometric periods of Fekel & Henry 2000). The photospheric shear of DS Leo is thus very similar to that of DT Vir, with the equator lapping the pole by one cycle every 83^{+30}_{-20} d.

The optimal maximum entropy fit to the Stokes V data that we obtain (including the effect of differential rotation) is shown in Fig. 4 and corresponds to $\chi^2_v = 0.9$, that is to a χ^2_v improvement over a non-magnetic model of $\times 15$ and $\times 8$ for each epoch, respectively. The reconstructed magnetic maps are shown in Fig. 5.

The magnetic topologies we derive are predominantly toroidal (more than 80 per cent of the reconstructed magnetic energy at both epochs), with the reconstructed toroidal field showing up as a ring of clockwise field encircling the star. The poloidal field is much simpler than that of DT Vir (partly because of the lower spatial resolution resulting from the smaller $v \sin i$) and consists mostly in a dipole (containing more than 50 per cent of the poloidal field energy) evolving from a mainly axisymmetric to a mainly non-axisymmetric configuration between 2007 and 2008. Eventhough the fractional energy stored in the various field components remained grossly stable (see Table 8), the magnetic topology underwent significant temporal evolution between both epochs, e.g. with the toroidal field ring showing two extrema across the star in 2007 while it only shows one in 2008.

6 CE BOO = GJ 569A = HIP 72944

CE Boo is a young and active M2.5 dwarf with sharp spectral lines, located at an *Hipparcos* distance of 9.81 ± 0.16 pc. It is the brightest member of a multiple (possibly quadruple) system with

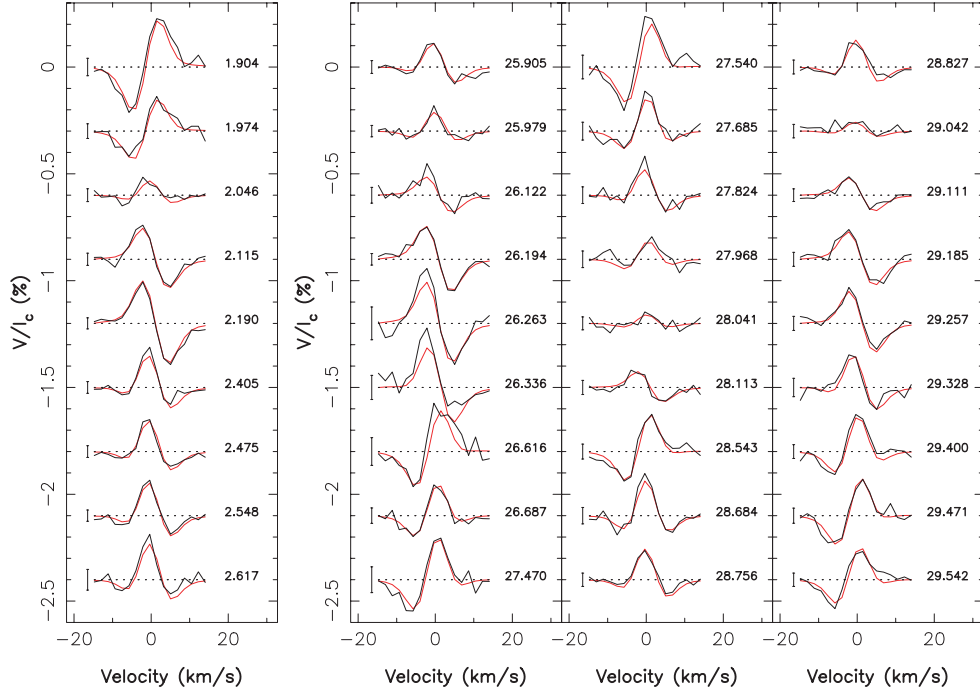


Figure 4. Same as Fig. 2 for DS Leo = GJ 410.

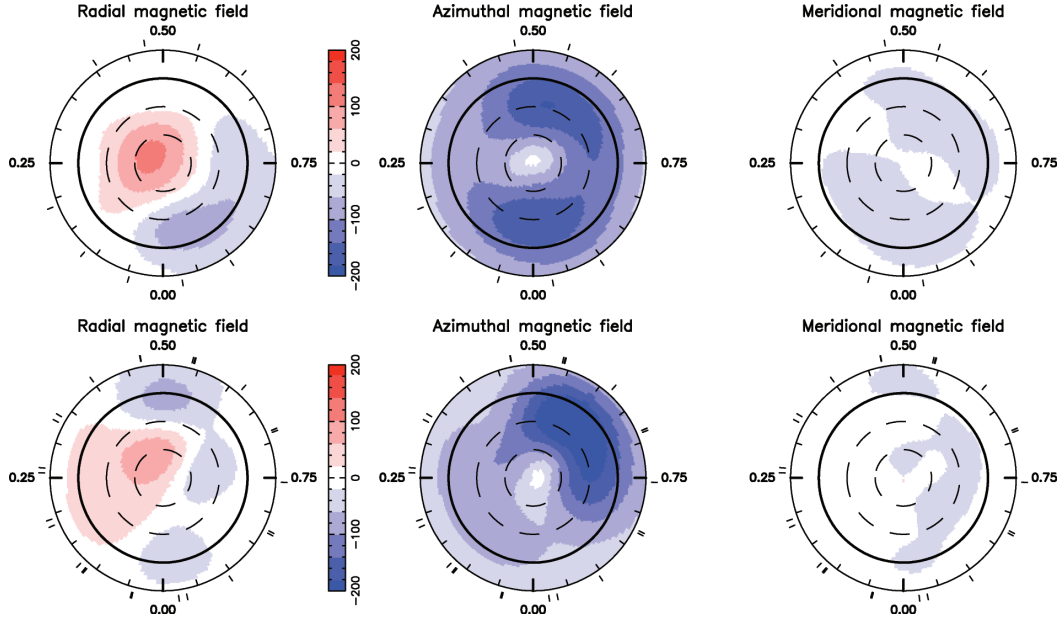


Figure 5. Same as Fig. 3 for DS Leo = GJ 410.

an estimated age of only $\simeq 100$ Myr (Simon, Bender & Prato 2006). The companions are located about 5 arcsec (i.e. 50 au) away and consist of at least a brown dwarf binary and possibly even a triple. Using the mass-luminosity relations of Delfosse et al. (2000), we estimate a mass of $0.48 \pm 0.02 M_{\odot}$. The current RV is equal to -7.21 ± 0.10 (Nidever et al. 2002). From photometric variability, Kiraga & Stepien (2007) find that the rotation period is 13.7 d; this is surprisingly long for a star as young as CE Boo, even longer than the average period for *M* dwarfs of the young Galactic disc (whose age is typically a few Gyr, Kiraga & Stepien 2007). The activity of

CE Boo is slightly larger than that of DS Leo (but smaller than that of DT Vir, see Table 1), in agreement with what is expected for a star with a similar period and a later spectral type. The sharp lines of CE Boo also argue in favour of the slow rotation.

Stokes *V* data were collected in early 2008 only, with a rather dense coverage of the rotation cycle (see Table 4); Stokes *V* signatures are detected at all times, with longitudinal fields ranging from -50 and -120 G and evolving smoothly with rotation phase. The RV we measure (-7.34 ± 0.10 km s $^{-1}$, with an internal dispersion of 0.03 km s $^{-1}$) agrees with that of Nidever et al. (2002). The

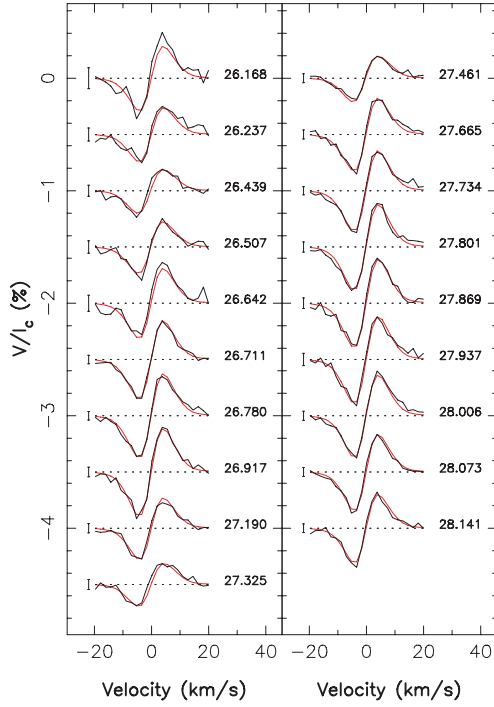


Figure 6. Same as Fig. 2 for CE Boo = GJ 569A.

rotational modulation of the Stokes V profiles are reminiscent of those of AD Leo (M08), suggesting that the star is not seen equator on; the relative fluctuations of the longitudinal fields are however about twice larger than those of AD Leo, indicating that i is not as low as 20° (as for AD Leo). We chose $i = 45^\circ$ as an intermediate value. The rotational broadening in the spectral lines of CE Boo is small, comparable to that of DS Leo; using the radius expected from theoretical models ($0.43 R_\odot$, see Table 1), the rotation period of Kiraga & Stepień (2007) and the inclination angle we assumed ($i = 45^\circ$), we find (and used) $v \sin i = 1 \text{ km s}^{-1}$. Conversely to the two previous stars, we have to assume $f = 0.05$ (smaller than the usual value for mid-M dwarfs, see M08) to obtain a $\chi^2_v = 1$ to the Stokes V profiles.

The solid-body-rotation period providing the best fit to the Stokes V data is equal to 14.7 d, which we used to phase all our spectra. This is slightly longer than the period found by Kiraga & Stepień (2007), suggesting that CE Boo is also subject to differential rotation (as DT Vir and DS Leo) with at least $d\Omega = 0.03 \text{ rad d}^{-1}$ (assuming our period yields the rotation rate at the pole and the period of Kiraga & Stepień 2007 traces the rotation rate at the equator). Proceeding

as above, we obtain no clear minimum in the $\Omega_{\text{eq}} - d\Omega$ domain, indicating that our data are not suitable for measuring differential rotation; this is not too surprising given the fairly simple rotational modulation of the Stokes V profiles and its moderate amplitude. We therefore assumed that CE Boo rotates as a solid body in the following; very similar results are obtained if assuming that CE Boo is hosting differential rotation similar to that of DT Vir and DS Leo.

The optimal maximum entropy fit to the Stokes V data that we obtain is shown in Fig. 6 and corresponds to $\chi^2_v = 1$, that is to a χ^2_v improvement over a non-magnetic model of $\times 35$. The reconstructed magnetic map is shown in Fig. 7. The magnetic topology we derive is almost completely poloidal, with less than 10 per cent of the reconstructed energy concentrating into the toroidal component (see Table 8); the poloidal field is quite simple (93 per cent of the energy in the $\ell \leq 2$ modes) and mostly axisymmetric (96 per cent of the energy in $m < \ell/2$ modes).

7 OT SER = GJ 9520 = HIP 75187

OT Ser is an active M1.5 dwarf with spectral lines showing significant rotational broadening. Located at an *Hipparcos* distance of $11.39 \pm 0.25 \text{ pc}$, it has no identified companion (Daemgen et al. 2007; Forveille, private communication). Using the mass-luminosity relations of Delfosse et al. (2000), we estimate a mass of $0.55 \pm 0.02 M_\odot$. Two discrepant rotation periods, both estimated from photometric variability, are reported in the literature; while Norton et al. (2007) find $P_{\text{rot}} = 3.38 \text{ d}$, Kiraga & Stepień (2007) obtain $P_{\text{rot}} = 0.37 \text{ d}$. Given the estimated radius of OT Ser (about $0.5 R_\odot$, see Table 1), the second period would imply an equatorial velocity of almost 70 km s^{-1} , much larger than the observed width of spectral lines; the rotation period of Norton et al. (2007) is thus much more likely to be the correct one.

Stokes V data were collected in 2007 and 2008, with a rather dense coverage of the rotation cycle in 2008 (see Table 5); Stokes V signatures are detected in almost all spectra. The longitudinal field variations with phase are very different at both epochs (with B_ℓ varying from 55 to 80 G in 2007 and from -10 to 110 G in 2008) demonstrating that the magnetic topology changed significantly on a time-scale of only 0.5 yr. The RV we measure (6.77 ± 0.10 and $6.83 \pm 0.10 \text{ km s}^{-1}$, with internal dispersions of 0.03 and 0.04 km s^{-1}) is slightly different at both epochs, possibly reflecting the change in the magnetic topology. Modelling Stokes I line profiles yields $v \sin i = 6 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$. From the expected radius and rotation period, we infer that the star is seen at an intermediate inclination angle; we use $i = 45^\circ$ in the following. As for CE Boo, we have to adjust f to obtain a $\chi^2_v = 1$ fit to the Stokes V profiles; we find that f equals to 0.05 and 0.10 in 2007 and 2008, respectively.

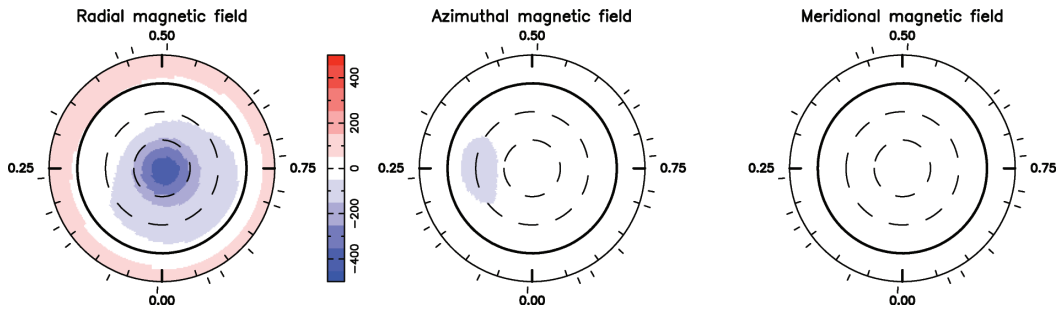


Figure 7. Same as Fig. 3 for CE Boo = GJ 569A.

The solid-body-rotation period providing the best fit to the data is equal to 3.40 d at both epochs; we used it to phase all our data (see Table 5). This period is close to but slightly different than that of Norton et al. (2007), suggesting that OT Ser is also differentially rotating. Fitting our 2008 Stokes *V* data further confirms that OT Ser is not rotating as a solid body; with the same procedure as above, we obtain that $\Omega_{\text{eq}} = 1.88 \pm 0.01 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 0.12 \pm 0.02 \text{ rad d}^{-1}$, i.e. that the rotation periods at the equator and the pole are, respectively, equal to 3.34 and 3.57 d. The photospheric shear of OT Ser is thus apparently even stronger than that of DT Vir

and DS Leo, with the equator lapping the pole by one cycle every 52_{-7}^{+11} d .

The optimal maximum entropy fits to the Stokes *V* data that we obtain (including the effect of differential rotation) is shown in Fig. 8 and corresponds to $\chi^2_v = 1$, that is to a χ^2_v improvement over a non-magnetic model of $\times 23$ and $\times 19$ for 2007 and 2008, respectively. The reconstructed magnetic maps are shown in Fig. 9. Although both maps show a similar large-scale topology (e.g. same latitudinal dependence of field polarities for all components), differences are nevertheless obvious; for instance, the ring of positive radial

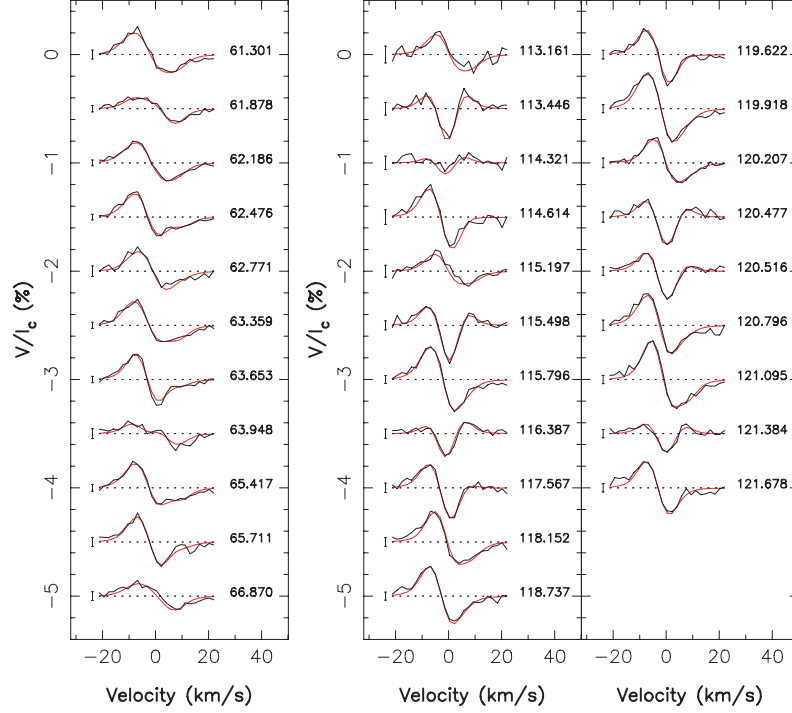


Figure 8. Same as Fig. 2 for OT Ser = GJ 9520.

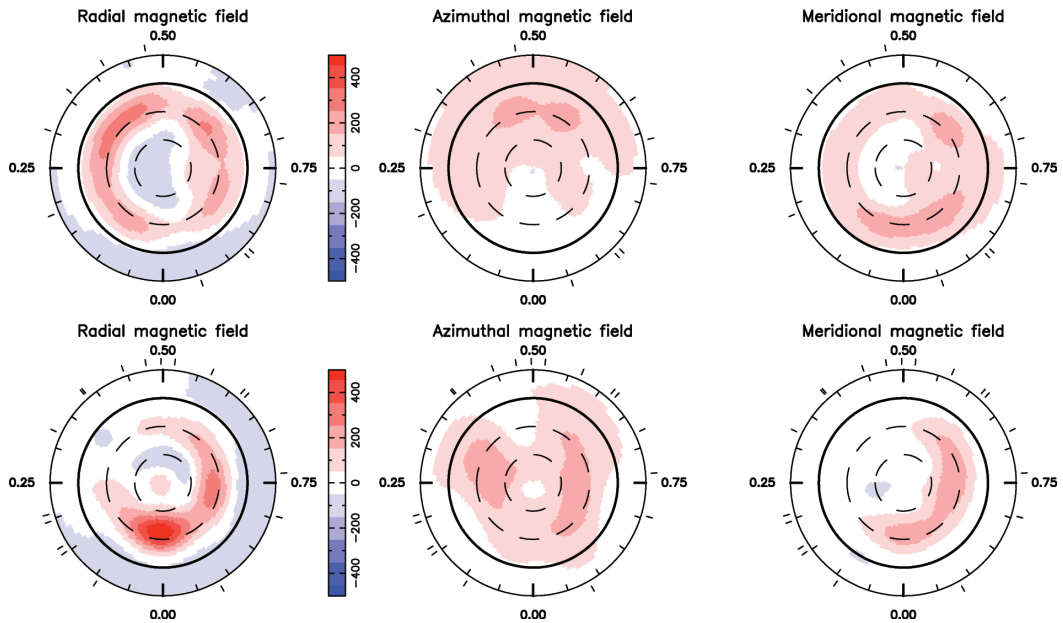


Figure 9. Same as Fig. 3 for OT Ser = GJ 9520.

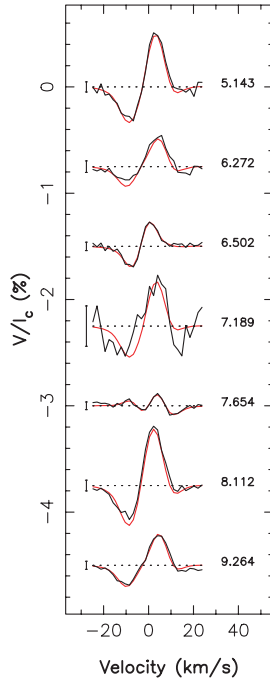


Figure 10. Same as Fig. 2 for GJ 182.

field encircling the star at mid latitudes shows a prominent blob at phase 0.0 in 2008 (causing the large-amplitude longitudinal-field modulation observed at this epoch).

The magnetic topologies we derive are dominantly poloidal, with about 20–30 per cent of the reconstructed energy concentrating into the toroidal component; the poloidal field is mostly axisymmetric and includes a significant dipole component at both epochs (see Table 8).

8 GJ 182 = HIP 23200

GJ 182 is a very young single M0.5 dwarf of the IC 2391 supercluster located at an *Hipparcos* distance of 26.7 ± 1.7 pc. The star is surrounded by a massive debris disc indicating on-going planetary formation (Liu et al. 2004), further demonstrating that it is indeed very young. Its position in the Hertzsprung–Russell (HR) diagram (about 0.5 mag above the main sequence) is in agreement with the age of its young moving group (about 35 Myr, e.g. Montes et al. 2001). Using the evolutionary models of Baraffe et al. (1998) and matching them to an absolute *V* magnitude and a logarithmic luminosity (relative to the Sun) of 7.94 and -0.83 , respectively, we find

that GJ 182 has a mass of $0.75 M_{\odot}$, a radius of $0.82 R_{\star}$, a temperature of 3950 K and an age of 25 Myr; this is what we assume in the following. The high lithium content of GJ 182 suggests that the star is even younger, possibly as young as 10–15 Myr (Favata et al. 1998) as evolutionary models predict that lithium should be already strongly depleted at 20 Myr (Favata et al. 1998). Effects of rotation and magnetic fields on the stellar structure and on the evolution (e.g. Chabrier, Gallardo & Baraffe 2007, not taken into account in existing studies) are however likely to affect model predictions significantly.

Stokes *V* data were collected in 2007, covering only about half the rotation cycle of GJ 182 (see Table 6); Stokes *V* signatures are detected in all spectra and longitudinal field vary from -90 to 20 G with rotation phase. The RV we measure (19.35 ± 0.10 km s $^{-1}$, with an internal dispersion of 0.18 km s $^{-1}$) varies with rotational phase and correlate well with longitudinal field values; although the statistics is moderately significant (only 7 data points available), it suggests that the RV fluctuations we detect (full amplitude of about 0.4 km s $^{-1}$) are related to surface magnetic activity. Spectral lines are significantly broadened by rotation; modelling Stokes *I* LSD profiles yield $v \sin i = 10 \pm 1$ km s $^{-1}$. Photometric modulation indicates a rotation period of about 4.4 d (Kiraga & Stepień 2007), suggesting that the star is viewed equator-on rather than pole-on; we therefore set the inclination angle at $i = 60^{\circ}$.

The solid-body-rotation period providing the best fit to the data is equal to 4.35 d, slightly smaller than the photometric period of 4.41 d measured by Kiraga & Stepień (2007); we used our estimate to phase all spectra, and take this as a likely indication that GJ 182 is a differential rotator. Despite the small number of spectra and the limited phase coverage, fitting our Stokes *V* data down to $\chi^2_v = 1$ suggests that GJ 182 is indeed not rotating as a solid body. Using the procedure described in Section 3, we obtain that $\Omega_{\text{eq}} = 1.46 \pm 0.01$ rad d $^{-1}$ and $d\Omega = 0.06 \pm 0.03$ rad d $^{-1}$; the corresponding rotation periods at the equator and the pole are, respectively, equal to 4.30 and 4.49 d (bracketing both our rotation period and that of Kiraga & Stepień 2007). Solid-body rotation is excluded at the 2σ level; more data are needed to confirm this with better precision.

The optimal maximum entropy fit to the Stokes *V* data that we obtain (including the effect of differential rotation) is shown in Fig. 10 and corresponds to $\chi^2_v = 1$, that is to a χ^2_v improvement over a non-magnetic model of $\times 22$. The reconstructed magnetic map is shown in Fig. 11. The magnetic field is dominantly toroidal, and the poloidal component is mostly non-axisymmetric (see Table 8).

9 GJ 49 = HIP 4872

GJ 49 is a single M1.5 dwarf with sharp spectral lines and relatively low activity; it is the least active star of our sample (see Table 1).

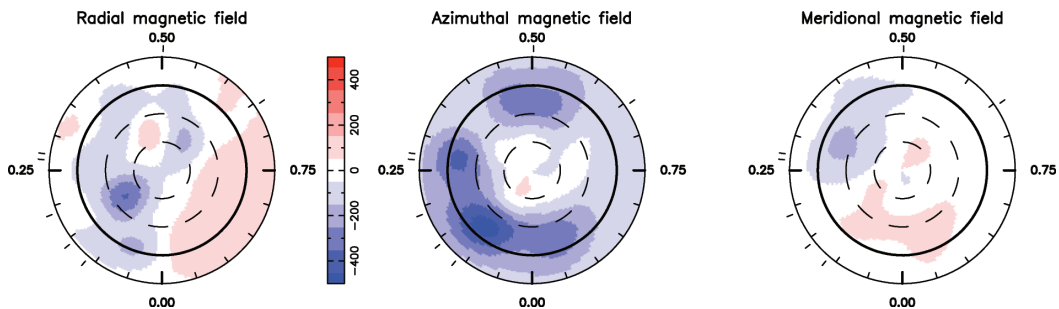


Figure 11. Same as Fig. 3 for GJ 182.

The *Hipparcos* distance is equal to 10.06 ± 0.14 pc. No rotation periods are found in the literature; the RV is reported to be -5.97 ± 0.10 (Nidever et al. 2002). Using the mass-luminosity relations of Delfosse et al. (2000), we estimate a mass of $0.57 \pm 0.02 M_{\odot}$.

Stokes *V* data were collected in 2007, covering the whole rotation cycle of GJ 49 (see Table 7); Stokes *V* signatures are detected in all spectra, with longitudinal fields ranging from -30 to 0 G across the cycle. The RV we measure (-6.02 ± 0.10 km s $^{-1}$, with an internal dispersion of 0.02 km s $^{-1}$) is in good agreement with that of Nidever et al. (2002). Modelling Stokes *I* LSD profiles indicates that the rotational broadening is very small; we thus set $v \sin i = 1$ km s $^{-1}$.

We determine the rotation period by selecting the one with which the Stokes *V* profiles can be fitted at $\chi^2_v = 1$ with smallest magnetic energy in the reconstructed image; we find that $P_{\text{rot}} = 18.6 \pm 0.3$ d; we also find that an intermediate inclination angle ($i \simeq 45^\circ$) minimizes the amount of reconstructed magnetic information. We find that the data are compatible with solid-body rotation, but the accuracy to which we measure $d\Omega$ (error bar $\simeq 0.05$ rad d $^{-1}$) is not high enough to know whether GJ 49 also hosts differential rotation similar to that found on the other sample stars.

The fit to the Stokes *V* data that we obtain is shown in Fig. 12 and corresponds to a χ^2_v improvement over a non-magnetic model of $\times 11$. The reconstructed magnetic map is shown in Fig. 13. The poloidal and toroidal field components roughly share the same amount of energy, with the poloidal field being mainly dipolar and axisymmetric (see Table 8).

10 SUMMARY AND DISCUSSION

We report in this paper the results of our spectroscopic survey of M dwarfs; following M08 (concentrating on mid-M dwarfs), we describe here the Zeeman signatures and the large-scale magnetic topologies we observed on six early-M dwarfs (from M0 to M3). We also determined or confirmed the rotation period of all stars (ranging from 2.8 to 18.6 d), and detected significant surface differential rotation in 4 of them (with a strength comparable to that of the Sun).

The magnetic fields we detect in early-M dwarfs are weak (typically a few tens of G), smaller in particular than those found in mid-M dwarfs (M08) by typically a factor of 5 (see Fig. 14) with a sharp transition occurring at $0.4 M_{\odot}$ (see Fig. 15, left-hand panel). The large-scale magnetic topologies we derive are also significantly different, involving a much larger fraction of toroidal fields and a lower axisymmetric degree of poloidal fields whenever $M_{\star} > 0.5 M_{\odot}$ (five stars in the present sample); below $0.5 M_{\odot}$, the poloidal field is largely dominant and axisymmetric and its strength is increasing rapidly as mass decreases. We also observe that the typical lifetime of the large-scale magnetic topology is very different on both sides of the 0.4 – $0.5 M_{\odot}$ threshold, with lifetimes smaller than a few months on the hot side and longer than 1 yr on the cool side (M08). This threshold is very sharp and well defined, with little apparent dependence with the rotation period.

At this stage, it is interesting to consider the effective Rossby number Ro , defined as $Ro = P_{\text{rot}}/\tau_c$ where τ_c is the convective turnover time¹; in particular, Ro is a convenient parameter for com-

paring the strength of dynamo action (and, e.g. $\log R_X$ that indirectly reflects dynamo action through coronal heating) in stars with different masses. Fig. 15 (right-hand panel) illustrates how $\log R_X$ smoothly varies with Ro for both early- and mid-M dwarfs studied here and in M08; we find that $\log R_X$ increases steeply with decreasing Ro until $Ro \simeq 0.1$ where $\log R_X$ saturates at a level of about -3.0 , in good agreement with previous studies (e.g. James et al. 2000). Only GJ 182 (at $Ro = 0.17$) lies slightly above the overall trend, as a likely consequence of its extreme youth and the related differences in its internal structure.

We note that the abrupt step in the large-scale magnetic energy between early- and mid-M dwarfs (see Fig. 15, left-hand panel) apparently correlates better with stellar mass than with Ro ; at $Ro = 0.05$, AD Leo exhibits a magnetic flux compatible with that of all other early M dwarfs, but significantly weaker than that of EV Lac (at $Ro = 0.07$) and YZ CMi (at $Ro = 0.04$). More data are needed to confirm this point, especially for high-mass rapid rotators (i.e. having $Ro \simeq 0.01$ and $M_{\star} > 0.5 M_{\odot}$) and low-mass slow rotators (with $Ro > 0.1$ and $M_{\star} < 0.4 M_{\odot}$). We also note that this abrupt step does not show up in the $\log R_X$ versus Ro plot of Fig. 15 (right-hand panel); this is presumably because X-rays are sensitive to overall magnetic energies while we are only sensitive to the largest scales. Our result therefore suggests that, at some specific stellar mass ($\simeq 0.4 M_{\odot}$, rather than at some specific Ro), dynamo processes become suddenly much more efficient at triggering large-scale magnetic fields; we also observe that, at more or less the same mass ($\simeq 0.5 M_{\odot}$), large-scale topologies of M dwarfs become dominantly poloidal and axisymmetric. Note however that, even in the case of mid-M dwarfs, the large-scale fields we derive are significantly smaller than the corresponding equipartition field (a few kG, M08).

Significant surface toroidal fields are detected even in DS Leo and GJ 49, that is the two slowest rotators with masses larger than $0.5 M_{\odot}$; it suggests that the transition between mainly poloidal and mainly toroidal fields in $M_{\star} > 0.5 M_{\odot}$ stars occurs at $Ro \simeq 0.5 - 1.0$, with the Sun located on the other side of this boundary (at $Ro \simeq 1.5 - 2.0$). Note that this boundary coincides with the sharp onset of photometric variability in convective stars (occurring below $Ro \simeq 0.7$, Hall 1991). With a poloidal field concentrating 70–80 per cent of the reconstructed magnetic energy, OT Ser is off this trend; we suspect that this is due to its proximity with the $0.5 M_{\odot}$ sharp threshold below which magnetic topologies become dominantly poloidal.

Early-M dwarfs are found to show significant differential rotation; the values we obtain for the surface angular rotation shear $d\Omega$ ranges from 0.06 to 0.12 rad d $^{-1}$, that is from once to twice the strength of the surface latitudinal shear of the Sun. Our detection is further confirmed by the small (but significant) differences between the rotation periods we measure and the values reported in the literature (derived from photometric fluctuations) and by the short lifetimes of the large-scale field topologies (quickly distorted beyond recognition by differential rotation). Previous Doppler imaging studies of early-M dwarfs with very fast rotation ($Ro \simeq 0.01$) report that differential rotation is very small (Barnes et al. 2005); our study suggests that the situation may significantly differ in moderate rotators like those we considered. Our result is also different from what is observed in mid-M dwarfs where differential rotation is very small (a few mrad d $^{-1}$ at most, that is more than 10 times smaller than that of early-M dwarfs, M08) and large-scale magnetic topologies long lived (M08). It is not clear yet what this difference is due to; while small Ro may contribute at freezing differential rotation, this is likely not the only relevant parameter

¹ The τ_c values that we use here are those of Kiraga & Stepień (2007), determined empirically from relative X-ray luminosities of stars with different masses and rotation periods. At masses of $\simeq 1 M_{\odot}$, they match the usual value of $\simeq 15$ d; they steeply increase with decreasing mass below masses of $\simeq 0.6 M_{\odot}$.

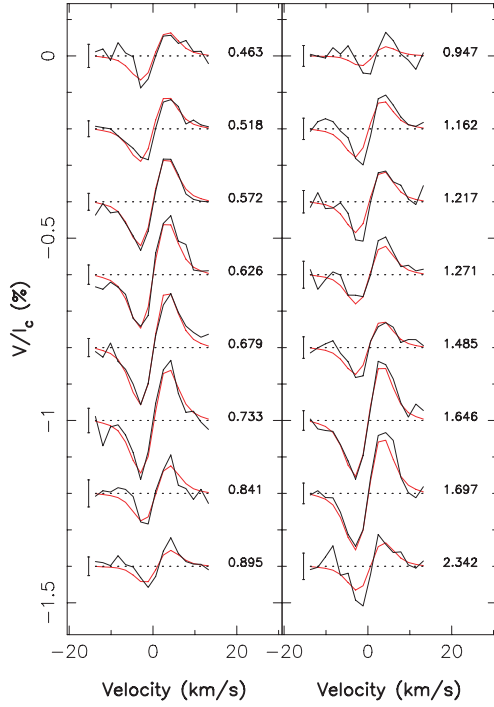


Figure 12. Same as Fig. 2 for GJ 49.

for this problem (e.g. with DT Vir and EV Lac showing, respectively, significant and no differential rotation despite their similar Ro).

The sharp transition that we report between the magnetic (and differential rotation) properties of early- and mid-M dwarfs is surprising at first glance; naively, one would expect the properties of large-scale magnetic fields to change smoothly with stellar mass as the radiative core gets progressively smaller. From the evolutionary models of Siess, Dufour & Forestini (2000), we however note that the outer radius of the radiative core of early-M dwarfs is changing very quickly with stellar mass, from about $0.5 R_*$ for a $0.5 M_\odot$ star to a negligible fraction for a $0.4 M_\odot$ star. We speculate that this sharp transition is the main reason for the abrupt magnetic threshold that we report here. The rapid increase in empirical convective turnover times occurring at about the same location (Kiraga & Stepien 2007) also likely contributes at making the transition between both dynamo regimes very sharp.

The most recent dynamo simulations of fully convective M dwarfs (Browning 2008) (carried out for $Ro \simeq 0.01$) are successful at reproducing the frozen differential rotation that we observe (M08);

they however predict the presence of strong toroidal fields that we do not see in mid-M dwarfs with similar Ro . We speculate that the abrupt change in the large-scale magnetic topology of M dwarfs that we report here to occur at spectral type M3 may also be (at least partly) responsible for the reduced magnetic braking observed for stars later than M3 (e.g. Delfosse et al. 1998); Magnetic-Hydrodynamics (MHD) simulations of magnetic winds are necessary to estimate quantitatively whether the observed change in the large-scale magnetic topology can indeed explain the longer spin-down time-scales.

In the two stars having $v \sin i$ measured with sufficient precision (i.e. $v \sin i \geq 10$, GJ 182 and DT Vir), we find that $R_* \sin i$ (equal to $0.86 \pm 0.09 R_\odot$ and $0.62 \pm 0.06 R_\odot$, respectively) is already larger than the predicted radius from theoretical models (Baraffe et al. 1998); while this could result from overestimating the true age (and hence underestimating the true radius) of GJ 182, this explanation does not apply for DT Vir, for which we conclude that the observed radius is truly larger (by at least 10 per cent and potentially as much as 30 per cent) than what theoretical models predict. A similar conclusion is reached for V374 Peg (Donati et al. 2006a; Morin et al. 2008a); furthermore, M08 obtains that $R_* \sin i$ is equal to the predicted theoretical radius (within the error bars) for four other active stars, suggesting again that R_* is larger than expected. Following Chabrier et al. (2007), we propose that this effect is a direct consequence of magnetic fields getting strong enough (and hence saturating the dynamo, see Fig. 15) to affect the energy transport throughout the convective zone and hence the radius. Our results therefore independently confirm the report that cool low-mass active stars, either single (Morales, Ribas & Jordi 2008) or within close eclipsing binaries (Ribas 2006), usually have oversized radii with respect to inactive stars of similar spectral types.

We also detect significant RV fluctuations (with a full amplitude of up to 0.40 km s^{-1}) in the three very active stars of our sample (with rotation periods smaller than 5 d). For the most active ones (DT Vir and GJ 182, showing the largest RV modulation), the RV variations correlate reasonably well (though not perfectly) with longitudinal fields, suggesting that the origin of the variations is indeed the magnetic field (and the underlying activity). It also suggests that spectropolarimetric observations should be carried out simultaneously with RV measurements of active stars to enable filtering out efficiently the activity jitter from the RV signal; this technique may prove especially useful when looking at Earth-like habitable planets orbiting around M dwarfs in the future, e.g. with a near-infrared (nIR) spectropolarimeter such as SPIRou [a nIR counterpart of ESPaDOnS, proposed for Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT)].

Our spectropolarimetric survey is an on-going study; we are now concentrating on late-M dwarfs (M5–M8) to derive similar observational constraints about the large-scale magnetic topologies of

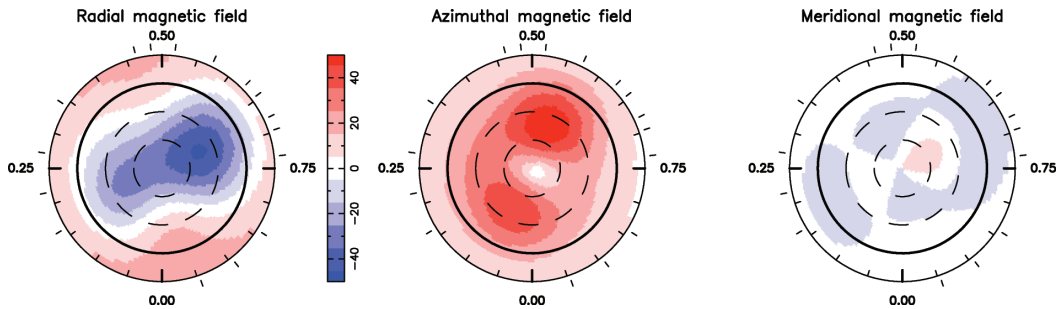


Figure 13. Same as Fig. 3 for GJ 49.

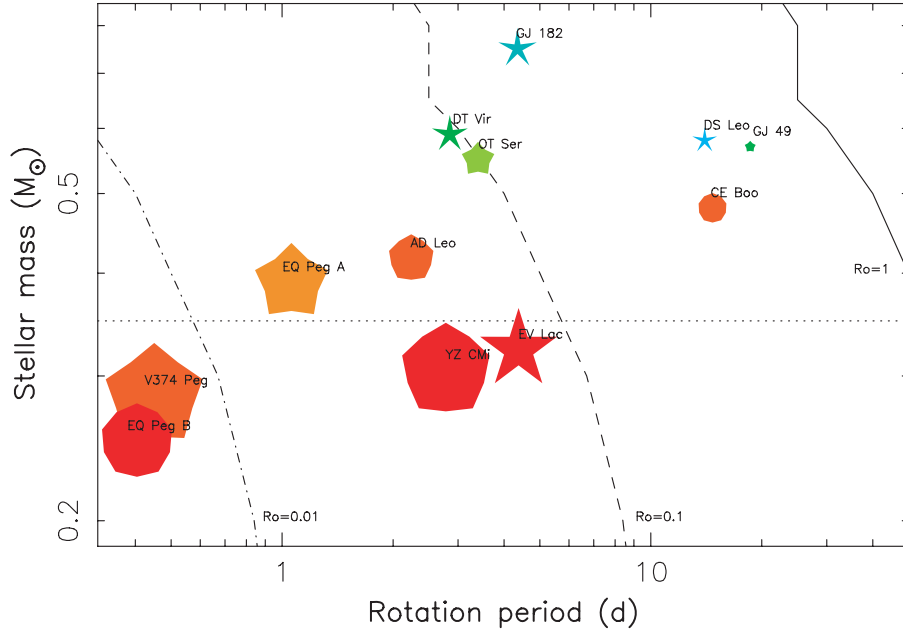


Figure 14. Basic properties of the large-scale magnetic properties of early- and mid-M dwarfs as a function of stellar mass and rotation period. Symbols size indicates magnetic energies, symbol colour illustrates the field configuration (blue and red for purely toroidal and purely poloidal fields, respectively) while symbol shape depicts the degree of axisymmetry of the poloidal field component (decagon and stars for a purely axisymmetric and purely non-axisymmetric poloidal fields, respectively). Results for early-M stars are from this paper and results for mid-M stars are from M08. The full, dashed and dash-dot lines, respectively, trace the location of the $Ro = 1$, 0.1 and 0.01 contours, while the dotted line shows the theoretical full-convection threshold ($M_{\star} \simeq 0.35 M_{\odot}$).

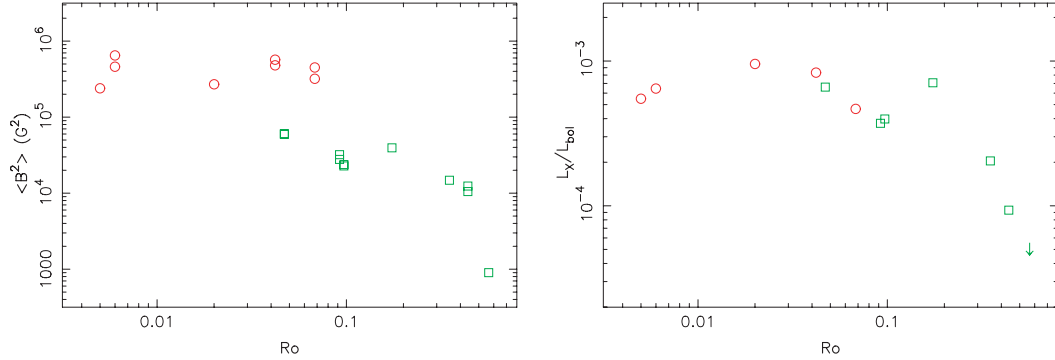


Figure 15. Reconstructed magnetic energy (left-hand side) and relative X-ray luminosity (with respect to the bolometric luminosity, right-hand side) as a function of Ro for stars studied in this paper and in M08. Stars with masses larger and smaller than $0.4 M_{\odot}$ are shown as green squares and red circles, respectively. In the left-hand panel, measurements at different epochs (whenever available) are shown for each star to illustrate the typical scatter expected from temporal variability.

stars in the yet unexplored $0.08\text{--}0.20 M_{\odot}$ region of Fig. 14 to investigate how dynamo processes operate down to the brown dwarf threshold, that is when stellar atmospheres get so cool that they start to decouple from their magnetic fields.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the TBL staff for their help during data collection. We also thank the referee, J.D. Landstreet, for valuable comments on the manuscript, as well as G. Chabrier, J. Bouvier and M. Browning for enlightening discussions on various topics discussed in this paper.

REFERENCES

Baraffe I., Chabrier G., Allard F., Hauschildt P. H., 1998, *A&A*, 337, 403

- Barnes J. R., Cameron A. C., Donati J.-F., James D. J., Marsden S. C., Petit P., 2005, *MNRAS*, 357
- Beuzit J.-L. et al., 2004, *A&A*, 425, 997
- Browning M. K., 2008, *ApJ*, 676, 1262
- Chabrier G., Gallardo J., Baraffe I., 2007, *A&A*, 472, L17
- Charbonneau P., 2005, *Living Rev. Sol. Phys.*, 2, 2, <http://www.livingreviews.org/lrsp-2005-2>
- Daemgen S., Siegler N., Reid I. N., Close L. M., 2007, *ApJ*, 654, 558
- Delfosse X., Forveille T., Perrier C., Mayor M., 1998, *A&A*, 331, 581
- Delfosse X., Forveille T., Ségransan D., Beuzit J.-L., Udry S., Perrier C., Mayor M., 2000, *A&A*, 364, 217
- Dobler W., Stix M., Brandenburg A., 2006, *ApJ*, 638, 336
- Donati J.-F., 2003, in Trujillo-Bueno J., Sanchez Almeida J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 307, ESPaDOs: An Echelle Spectropolarimetric Device for the Observation of Stars at CFHT*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 41

- Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Cameron A. C., 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Donati J.-F. et al., 2003a, *MNRAS*, 345, 1145
- Donati J.-F., Collier Cameron A., Petit P., 2003b, *MNRAS*, 345, 1187
- Donati J.-F., Forveille T., Cameron A. C., Barnes J. R., Delfosse X., Jardine M. M., Valenti J. A., 2006a, *Sci*, 311, 633
- Donati J.-F. et al., 2006b, *MNRAS*, 370, 629
- Donati J.-F. et al., 2008, *MNRAS*, 386, 1234
- Durney B. R., De Young D. S., Roxburgh I. W., 1993, *Sol. Phys.*, 145, 207
- Favata F., Micela G., Sciortino S., D'Antona F., 1998, *A&A*, 335, 218
- Fekel F. C., Henry G. W., 2000, *AJ*, 120, 3265
- Hall D. S., 1991, in Tuominen I., Moss D., Rüdiger G., eds, *IAU Colloq. 130: The Sun and Cool Stars. Activity, Magnetism, Dynamos*, Vol. 380. *Lecture Notes in Physics*, Learning about stellar dynamos from long-term photometry of starspots. Springer-Verlag, Berlin, p. 353
- Heintz W. D., 1994, *AJ*, 108, 2338
- James D. J., Jardine M. M., Jeffries R. D., Randich S., Collier Cameron A., Ferreira M., 2000, *MNRAS*, 318, 1217
- Johns-Krull C. M., Valenti J. A., 1996, *ApJ*, 459, L95
- Kiraga M., Stepien K., 2007, *Acta Astron.*, 57, 149
- Kurucz R., 1993, CDROM no. 13 (ATLAS9 atmospheric models) and no. 18 (ATLAS9 and SYNTHE routines, spectral line data base). Smithsonian Astrophysical Observatory, Washington D.C.
- Landi degl'Innocenti E., 1992, *Magnetic field measurements. Solar Observations: Techniques and Interpretation*, p. 71
- Liu M. C., Matthews B. C., Williams J. P., Kalas P. G., 2004, *ApJ*, 608, 526
- Montes D., López-Santiago J., Gálvez M. C., Fernández-Figueroa M. J., De Castro E., Cornide M., 2001, *MNRAS*, 328, 45
- Morales J. C., Ribas I., Jordi C., 2008, *A&A*, 478, 507
- Morin J. et al., 2008a, *MNRAS*, 384, 77
- Morin J. et al. 2008b, *MNRAS*, M08, in press
- Moutou C. et al., 2007, *A&A*, 473, 651
- Nidever D. L., Marcy G. W., Butler R. P., Fischer D. A., Vogt S. S., 2002, *ApJ*, 141, 503
- Norton A. J. et al., 2007, *A&A*, 467, 785
- Parker E. N., 1955, *ApJ*, 122, 293
- Reiners A., 2007, *A&A*, 467, 259
- Ribas I., 2006, *Ap&SS*, 304, 89
- Saar S. H., Linsky J. L., 1985, *ApJ*, 299, L47
- Schmitt J. H. M. M., Liefke C., 2004, *A&A*, 417, 651
- Siess L., Dufour E., Forestini M., 2000, *A&A*, 358, 593
- Simon M., Bender C., Prato L., 2006, *ApJ*, 644, 1183
- Wood B. E., Brown A., Linsky J. L., Kellett B. J., Bromage G. E., Hodgkin S. T., Pye J. P., 1994, *ApJ*, 93, 287

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs[★]

J. Morin,^{1†} J.-F. Donati,^{1†} P. Petit,^{1†} X. Delfosse,^{2†} T. Forveille,^{2†} L. Albert,^{3†}
M. Aurière,^{1†} R. Cabanac,^{1†} B. Dintrans,^{1†} R. Fares,^{1†} T. Gastine,^{1†} M. M. Jardine,^{4†}
F. Lignières,^{1†} F. Paletou,^{1†} J. C. Ramirez Velez^{5†} and S. Théado^{1†}

¹LATT, Université de Toulouse, CNRS, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

²LAOG-UMR 5571, CNRS et Univ. J. Fourier, 31 rue de la Piscine, F-38041 Grenoble, France

³CFHT, 65-1238 Mamalahoa Hwy, Kamuela HI 96743, USA

⁴SUPA; School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, Fife KY16 9SS

⁵LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon, France

Accepted 2008 August 6. Received 2008 August 6; in original form 2008 June 10

ABSTRACT

We present in this paper, the first results of a spectropolarimetric analysis of a small sample (~ 20) of active stars ranging from spectral type M0 to M8, which are either fully convective or possess a very small radiative core. This study aims at providing new constraints on dynamo processes in fully convective stars.

This paper focuses on five stars of spectral type $\sim M4$, i.e. with masses close to the full convection threshold ($\simeq 0.35 M_{\odot}$), and with short rotational periods. Tomographic imaging techniques allow us to reconstruct the surface magnetic topologies from the rotationally modulated time-series of circularly polarized profiles. We find that all stars host mainly axisymmetric large-scale poloidal fields. Three stars were observed at two different epochs separated by ~ 1 yr; we find the magnetic topologies to be globally stable on this time-scale.

We also provide an accurate estimation of the rotational period of all stars, thus allowing us to start studying how rotation impacts the large-scale magnetic field.

Key words: techniques: polarimetric – stars: activity – stars: low-mass, brown dwarfs – stars: magnetic fields – stars: rotation.

1 INTRODUCTION

Magnetic fields play a key role in every phase of the life of stars and are linked to most of their manifestations of activity. Since Larmor (1919) first proposed that electromagnetic induction might be the origin of the Sun's magnetic field, dynamo generation of magnetic fields in the Sun and other cool stars has been a subject of

constant interest. The paradigm of the $\alpha\Omega$ dynamo, i.e. the generation of a large-scale magnetic field through the combined action of differential rotation (Ω effect) and cyclonic convection (α effect), was first proposed by Parker (1955) and then thoroughly debated and improved (e.g. Babcock 1961; Leighton 1969). A decade ago, helioseismology provided the first measurements of the internal differential rotation in the Sun and thus revealed a thin zone of strong shear at the interface between the radiative core and the convective envelope. During the past few years, theoreticians pointed out the crucial role for dynamo processes of this interface – called the tachocline – being the place where the Ω effect can amplify magnetic fields (see Charbonneau 2005 for a review of solar dynamo models).

Among cool stars, those with masses lower than about $0.35 M_{\odot}$ are fully convective (e.g. Chabrier & Baraffe 1997), and therefore do not possess a tachocline; some observations further suggest that they rotate almost as rigid bodies (Barnes et al. 2005). However, many fully convective stars are known to show various signs of activity such as radio, Balmer line and X-ray emissions (e.g. Joy & Humason 1949; Lovell, Whipple & Solomon 1963; Delfosse et al. 1998; Mohanty & Basri 2003; West et al. 2004). Magnetic fields have been directly detected, thanks to Zeeman effect on spectral lines,

[★]Based on observations obtained at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) and the Télescope Bernard Lyot (TBL). CFHT is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Science de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France (INSU/CNRS) and the University of Hawaii, while the TBL is operated by CNRS/INSU.

†E-mail: jmorin@ast.obs-mip.fr (JM); donati@ast.obs-mip.fr (J-FD); petit@ast.obs-mip.fr (PP); xavier.delfosse@obs.ujf-grenoble.fr (XD); thierry.forveille@obs.ujf-grenoble.fr (TF); albert@cfht.hawaii.edu (LA); auriere@ast.obs-mip.fr (MA); remi.cabanac@ast.obs-mip.fr (RC); dintrans@ast.obs-mip.fr (BD); rfares@ast.obs-mip.fr (RF); tgastine@ast.obs-mip.fr (TG); mmj@st-andrews.ac.uk (MMJ); ligniere@ast.obs-mip.fr (FL); fpaletou@ast.obs-mip.fr (FP); jramirez@mesioi.obspm.fr (JR); sylvie.theado@ast.obs-mip.fr (ST)

either in unpolarized light (e.g. Saar & Linsky 1985; Johns-Krull & Valenti 1996; Reiners & Basri 2006) or in circularly polarized spectra (Donati et al. 2006a).

The lack of a tachocline in very low mass stars led theoreticians to propose non-solar dynamo mechanism in which cyclonic convection and turbulence play the main roles while differential rotation only has minor effects (e.g. Durney, De Young & Roxburgh 1993). During the past few years, several semi-analytical approaches and magnetohydrodynamic simulations were developed in order to model the generation of magnetic fields in fully convective stars. Although they all conclude that fully convective stars should be able to produce a large-scale magnetic field, they disagree on the properties of such a field, and the precise mechanisms involved in the dynamo effect remain unclear. Mean field modellings by Küker & Rüdiger (2005) and Chabrier & Küker (2006) assumed solid body rotation and found α^2 dynamo generating purely non-axisymmetric large-scale fields. Subsequent direct numerical simulations diagnose either ‘antisolar’ differential rotation (i.e. poles faster than the equator) associated with a net axisymmetric poloidal field (e.g. Dobler, Stix & Brandenburg 2006) or strongly quenched ‘solar’ differential rotation (i.e. the equator faster than the poles) and a strong axisymmetric toroidal field component (e.g. Browning 2008).

The first detailed observations of fully convective stars do not completely agree with any of these models. Among low-mass stars, differential rotation appears to vanish with increasing convective depth (Barnes et al. 2005). This result is further confirmed by the first detailed spectropolarimetric observations of the very active fully convective star V374 Peg by Donati et al. (2006a) and Morin et al. (2008, hereafter M08) who measure very weak differential rotation (about 1/10th of the solar surface shear). These studies also report a strong mostly axisymmetric poloidal surface magnetic field stable on a time-scale of 1 yr on V374 Peg, a result which does not completely agree with any of the existing theoretical predictions. V374 Peg being a very fast rotator, observations of fully convective stars with longer rotation periods are necessary to generalize these results.

In order to provide theoretical models and numerical simulations with better constraints, it is necessary to determine the main magnetic field properties – topology and time variability – of several fully convective stars, and to find out their dependency on stellar parameters – mass, rotation rate and differential rotation. In this paper, we present and analyse the spectropolarimetric observations of a small sample of stars just around the limit to full convection (spectral types ranging from M3 to M4.5), collected with ESPaDOnS and NARVAL between 2006 January and 2008 February. First, we

briefly present our stellar sample, and our observations are described in a second part. We then provide insight on the imaging process and associated physical model. Afterwards, we present our analysis for each star of the sample. Finally, we discuss the global trends found in our sample and their implications in the understanding of dynamo processes in fully convective stars.

2 STELLAR SAMPLE

Our stellar sample includes five M dwarfs just about the full-convection threshold i.e. around spectral type M4. It is part of a wider sample of about 20 stars ranging from M0 to M8; results for remaining stars will be presented in forthcoming papers. The stars were selected from the rotation-activity study of Delfosse et al. (1998). We chose only active stars so that the magnetic field is strong enough to produce detectable circularly polarized signatures, allowing us to apply tomographic imaging techniques. Stars with spin periods ranging from 0.4 to 4.4 d were selected to study the impact of rotation on the reconstructed magnetic topologies (though all the observed stars lie in the saturated regime, see Section 10).

The analysis carried out in this paper concerns: AD Leo (GJ 388) which is partly convective, EV Lac (GJ 873), YZ CMi (GJ 285), EQ Peg A (GJ 896 A) which lies just on the theoretical limit to full convection and EQ Peg B (GJ 896 B). All are known as active flare stars, and strong magnetic fields have already been reported for some stars (e.g. Saar & Linsky 1985; Johns-Krull & Valenti 1996; Reiners & Basri 2007). We include the previously studied M4 star V374 Peg in our analysis (M08).

The main properties of the stellar sample, inferred from this work or collected from the previous ones, are shown in Table 1. We show stellar masses computed using the empirical relation derived by Delfosse et al. (2000) and based on *J* band absolute magnitude values inferred from apparent magnitude measurements of Two-Micron All-Sky Survey (Cutri et al. 2003) and *Hipparcos* parallaxes (ESA 1997). For EQ Peg A and B, the values we find are in good agreement with the dynamical mass of the binary system of 0.61 ± 0.03 reported by Tamazian et al. (2006). Radius and bolometric luminosity suited to the stellar mass are computed from NextGen models (Baraffe et al. 1998). We also mention $\log R_X = \log(L_X/L_{\text{bol}})$, where L_X is an average of NEXXUS values (excluding outliers supposedly corresponding to flares). We observe dispersions ranging from 0.1 to 0.2 in $\log(L_X)$, corresponding to an intrinsic variability. As no data are available on NEXXUS for EQ Peg B alone, we take one-fourth of EQ Peg A’s X-ray luminosity, as reported by Robrade, Ness & Schmitt (2004). Line of sight projected equatorial velocities ($v \sin i$), rotation periods (P_{rot}) and

Table 1. Fundamental parameters of the stellar sample. Columns 1–8, respectively, list the name, the spectral type (taken from Reid, Hawley & Gizis 1995), the stellar mass (see Section 2), the bolometric luminosity, $\log R_X = \log(L_X/L_{\text{bol}})$ (see the text), the projected rotation velocity as inferred from (ZDI), the rotation periods P_{ZDI} (used to compute the ephemeris) and P_{rot} (accurate period derived from our study). Columns 9–13, respectively, list the empirical convective turnover time (see the text), the effective Rossby number (see the text), the $R \sin i$, the theoretical radius suited to the stellar mass (see the text) and the inclination angle used for ZDI deduced by comparing columns 11 and 12. For columns 8 and 11, we also mention, between brackets, respectively, 3σ and 1σ error bars inferred from our study. For the precision of the other quantities refer to Section 2.

Name	ST	M_\star (M_\odot)	$\log L_{\text{bol}}$ (erg s^{-1})	$\log R_X$	$v \sin i$ (km s^{-1})	P_{ZDI} (d)	P_{rot} (d)	τ_c (d)	Ro (10^{-2})	$R \sin i$ (R_\odot)	R_\star (R_\odot)	i ($^\circ$)
AD Leo	M3	0.42	31.91	−3.18	3.0	2.22	2.2399 (6)	48	4.7	0.13 (4)	0.38	20
EQ Peg A	M3.5	0.39	31.84	−3.02	17.5	1.06	1.061 (4)	54	2.0	0.37 (2)	0.35	60
EV Lac	M3.5	0.32	31.66	−3.33	4.0	4.378	4.3715 (6)	64	6.8	0.35 (9)	0.30	60
YZ CMi	M4.5	0.31	31.64	−3.09	5.0	2.77	2.7758 (6)	66	4.2	0.27 (5)	0.29	60
V374 Peg	M4	0.28	31.56	−3.20	36.5	–	0.445 654 (2)	72	0.6	0.32 (1)	0.28	70
EQ Peg B	M4.5	0.25	31.47	−3.25	28.5	0.405	0.404 (4)	76	0.5	0.23 (1)	0.25	60

inclination (i) of the rotation axis with respect to the line of sight are inferred from this study. We estimate that the absolute accuracy to which $v \sin i$ is determined is about 1 km s^{-1} . The uncertainty on P_{rot} is precisely computed (see Section 4.3). The inclination angle estimate is coarse (accuracy of about 20°), tomographic imaging does not require more precision.

To study how activity and magnetic fields vary among stars of different masses, the most relevant parameter to consider is the effective Rossby number $\text{Ro} = P_{\text{rot}}/\tau_c$ (where τ_c is the convective turnover time; e.g. Noyes et al. 1984). We take convective turnover times from Kiraga & Stepien (2007, empirically derived from X-ray fluxes of M dwarfs); τ_c is found to increase strongly (as expected) with decreasing mass and bolometric luminosities. For this sample, we find that Ro ranges from 0.005 to 0.07, i.e. much smaller than in the Sun (where $\text{Ro} \simeq 1.5\text{--}2.0$) as a result of both the shorter P_{rot} and the larger τ_c (see Table 1).

3 OBSERVATIONS

Spectropolarimetric observations of our five mid M stars were collected between 2006 January and 2008 February with the twin instruments ESPaDOnS on the 3.6-m Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) located in Hawaii, and NARVAL on the 2-m Télescope Bernard Lyot (TBL) in southern France. ESPaDOnS and NARVAL are built from the same design (Donati 2003). They produce spectra spanning the entire optical domain (from 370 to 1000 nm) at a resolving power of about 65 000. Each observation consists of four individual subexposures taken in different polarime-

ter configurations which are combined together so that all spurious polarization signatures are cancelled to first order (e.g. Donati et al. 1997).

Data reduction was carried out using LIBRE-ESPRIT. This fully automated package/pipeline installed at CFHT and TBL performs optimal extraction of NARVAL and ESPaDOnS unpolarized (Stokes I) and circularly polarized (Stokes V) spectra, following the procedure described in Donati et al. (1997). The peak signal-to-noise ratios (S/N) per 2.6 km s^{-1} velocity bin range from 100 to 500, depending on the magnitude of the target, the telescope used and the weather conditions. The full journal of observations is presented in Tables 2–6.

All spectra are automatically corrected for spectral shifts resulting from instrumental effects (e.g. mechanical flexures, temperature or pressure variations) using telluric lines as a reference. Though not perfect, this procedure allows spectra to be secured with a radial velocity (RV) precision of better than 0.030 km s^{-1} (e.g. Moutou et al. 2007).

Least-squares deconvolution (LSD; Donati et al. 1997) was applied to all the observations, in order to extract the polarimetric information from most of the photospheric atomic lines and gather it into a unique synthetic profile of central wavelength $\lambda_0 = 700 \text{ nm}$ and effective Landé factor $g_{\text{eff}} = 1.2$. The line list for LSD was computed from an Atlas9 local thermodynamic equilibrium model (Kurucz 1993) matching the properties of our whole sample, and contains about 5000 moderate to strong atomic lines. We note a multiplex gain of about 10 with respect to the S/N of the individual spectra of our sample. Zeeman signatures are clearly detected in

Table 2. Journal of observations for AD Leo. Columns 1–7, respectively, list the UT date, the heliocentric Julian date, the UT time, the observation site, the exposure time, the peak S/N (per 2.6 km s^{-1} velocity bin) and the rms noise level (relative to the unpolarized continuum level and per 1.8 km s^{-1} velocity bin) in the average circular polarization profile produced by LSD (see Section 3). In column 8, we indicate the longitudinal field computed from equation (1). The rotational cycle E from the ephemeris of equation (2) is given in column 9. Column 10 lists the radial velocities (absolute accuracy 0.10 km s^{-1} , internal accuracy 0.03 km s^{-1}) associated to each exposure.

Date	HJD (245 3000+)	UT (h:m:s)	Observation site	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)	B_ℓ (G)	Cycle	v_r (km s^{-1})
2007									
January 27	4127.59 748	02:14:28	TBL	4×600.0	274	2.6	-294.9 ± 12.9	79.999	12.40
January 28	4128.608 83	02:30:45	TBL	4×600.0	401	1.7	-233.4 ± 8.9	80.454	12.40
January 29	4129.57 169	01:37:14	TBL	4×600.0	393	1.7	-298.2 ± 10.0	80.888	12.46
January 30	4130.60 841	02:30:03	TBL	4×600.0	472	1.4	-252.6 ± 8.0	81.355	12.36
February 01	4132.59 818	02:15:14	TBL	4×600.0	338	2.1	-252.1 ± 10.6	82.251	12.34
February 02	4133.63 116	03:02:41	TBL	4×600.0	428	1.6	-262.5 ± 8.6	82.717	12.44
February 03	4134.611 19	02:33:53	TBL	4×600.0	395	1.7	-262.9 ± 9.3	83.158	12.34
February 04	4135.62 167	02:48:56	TBL	4×600.0	411	1.7	-238.5 ± 8.7	83.613	12.42
February 05	4136.59 250	02:06:53	TBL	4×600.0	348	2.0	-295.9 ± 10.8	84.051	12.38
2008									
January 19	4485.517 72	00:20:02	TBL	4×800.0	329	2.3	-275.1 ± 11.1	241.224	12.40
January 24	4489.56 829	01:32:36	TBL	4×600.0	398	1.8	-245.6 ± 8.8	243.049	12.40
January 27	4492.53 788	00:48:39	TBL	4×600.0	408	1.7	-284.2 ± 8.8	244.386	12.34
January 28	4493.54 864	01:04:06	TBL	4×600.0	398	1.8	-219.1 ± 8.9	244.842	12.29
January 30	4495.56 109	01:21:56	TBL	4×600.0	341	2.2	-208.5 ± 10.1	245.748	12.32
February 03	4499.56 749	01:30:58	TBL	4×600.0	376	1.9	-259.2 ± 9.6	247.553	12.28
February 05	4501.54 728	01:01:47	TBL	4×600.0	355	2.0	-288.3 ± 10.1	248.445	12.34
February 06	4502.54 747	01:02:02	TBL	4×600.0	414	1.7	-204.4 ± 8.1	248.895	12.33
February 10	4506.55 755	01:16:25	TBL	4×600.0	413	1.7	-224.7 ± 8.2	250.702	12.36
February 12	4508.55 161	01:07:49	TBL	4×600.0	398	1.8	-257.9 ± 8.9	251.600	12.34
February 13	4509.55 640	01:14:42	TBL	4×600.0	398	2.2	-234.9 ± 11.7	252.052	12.40
February 14	4510.55 228	01:08:45	TBL	4×600.0	279	2.7	-281.3 ± 12.4	252.501	12.27
February 15	4511.56 943	01:33:25	TBL	4×600.0	388	1.9	-196.0 ± 8.6	252.959	12.39
February 16	4512.55 367	01:10:42	TBL	4×600.0	405	1.7	-283.6 ± 8.8	253.403	12.36

Table 3. Same as Table 2 for EV Lac.

Date	HJD (245 3000+)	UT (h:m:s)	Observation site	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)	B_ℓ (G)	Cycle	v_r (km s^{-1})
2006									
August 05	3953.07 311	13:38:30	CFHT	4×300.0	368	2.2	-556.8 ± 17.8	0.702	0.30
August 07	3955.06 634	13:28:36	CFHT	4×300.0	379	2.0	343.7 ± 13.3	1.157	0.14
August 08	3956.06 002	13:19:26	CFHT	4×400.0	437	1.7	-380.1 ± 12.2	1.384	0.40
August 09	3957.05 969	13:18:53	CFHT	4×230.0	334	2.3	-464.6 ± 16.3	1.613	0.35
August 10	3958.07 230	13:36:58	CFHT	4×250.0	332	2.4	-355.6 ± 15.2	1.844	0.38
August 11	3959.07 281	13:37:39	CFHT	4×250.0	353	2.2	297.2 ± 14.0	2.072	0.05
August 12	3960.07 608	13:42:17	CFHT	4×250.0	329	2.5	-158.6 ± 14.4	2.302	0.33
2007									
July 28	4309.54 645	01:00:53	TBL	4×900.0	439	1.8	59.8 ± 10.5	82.126	0.30
July 29	4310.56 610	01:29:05	TBL	4×900.0	399	1.8	-421.5 ± 14.7	82.359	0.49
July 30	4311.59 374	02:08:47	TBL	4×900.0	360	2.0	-527.4 ± 17.3	82.593	0.60
July 31	4312.59 372	02:08:40	TBL	4×600.0	326	2.5	34.2 ± 14.4	82.822	0.22
August 01	4313.59 576	02:11:31	TBL	4×600.0	281	3.0	267.6 ± 18.5	83.051	0.30
August 03	4315.60 183	02:20:05	TBL	4×600.0	306	2.5	-481.7 ± 18.8	83.509	0.62
August 04	4316.59 985	02:17:09	TBL	4×600.0	330	2.4	-271.4 ± 15.5	83.737	0.29
August 05	4317.67 118	03:59:47	TBL	4×600.0	273	3.0	338.1 ± 19.1	83.982	0.46
August 10	4322.59 520	02:09:60	TBL	4×600.0	303	2.7	107.0 ± 16.1	85.106	0.26
August 11	4323.59 772	02:13:34	TBL	4×600.0	235	3.5	-353.7 ± 21.1	85.335	0.47
August 15	4327.58 824	01:59:40	TBL	4×600.0	301	2.5	-318.8 ± 16.8	86.247	0.30
August 18	4330.58 129	01:49:29	TBL	4×600.0	308	2.4	378.2 ± 17.0	86.930	0.29
August 19	4331.51 487	00:13:47	TBL	4×600.0	339	2.3	-62.2 ± 13.8	87.144	0.21
August 28	4340.53 002	00:35:14	TBL	4×600.0	279	2.8	-235.8 ± 17.8	89.203	0.30
August 31	4343.52 117	00:22:25	TBL	4×600.0	258	3.1	232.7 ± 18.6	89.886	0.30

all the spectra (see Sections 5–9) with maximum amplitudes varying from 0.5 (for EQ Peg B) to 1.2 per cent (for AD Leo) of the unpolarized continuum level. The temporal variations, due to rotational modulation, of the Zeeman signatures are obvious for some stars, whereas it is very weak on others, mostly depending on the inclination angle of their rotation axis with respect to the line of sight.

For each observation, we compute the corresponding longitudinal magnetic field (i.e. the line of sight projection) from the Stokes I and V LSD profiles through the relation:

$$B_l(\text{G}) = -2.14 \times 10^{11} \frac{\int v V(v) dv}{\lambda_0 g_{\text{eff}} c \int [I_c - I(v)] dv} \quad (1)$$

(Rees & Semel 1979; Donati et al. 1997; Wade et al. 2000), where v is the RV in the star's rest frame, λ_0 , in nm, is the mean wavelength of the LSD profile, c is the velocity of light in vacuum in the same unit as v , g_{eff} is the value of the mean Landé factor of the LSD line and I_c is the continuum level.

In the rest of this paper, all data are phased according to the following ephemeris:

$$\text{HJD} = 245\,3950.0 + P_{\text{ZDI}} E, \quad (2)$$

where P_{ZDI} is the rotational period used as an input for Zeeman–Doppler Imaging (ZDI) and given in Table 1.

4 MODEL DESCRIPTION

For each star of our sample, our aim is to infer the topology of the surface magnetic field from the time-series of circularly polarized (Stokes V) LSD profiles we obtained. This can be achieved using a tomographic imaging code. In this part, we briefly present the main features of our imaging code, the physical model used to describe the Stokes I and V line profiles, and the way we use this

code to provide constraints on rotational period and differential rotation.

4.1 Zeeman–Doppler Imaging

Circularly polarized light emitted by a star informs us about the longitudinal magnetic field at its surface. Thanks to the Doppler effect, magnetic regions at the surface of a rapidly rotating star produce Stokes V signatures whose wavelength strongly correlates with their spatial position; in this respect, a circularly polarized line profile can be seen as 1D image of the longitudinal magnetic field. By analysing how these signatures are modulated by rotation, it is possible to reconstruct a 2D map of the surface magnetic field. See Brown et al. (1991) and Donati & Brown (1997) for more details about ZDI and its performances. As we demonstrate in this paper, and was already shown by Donati et al. (2006b) for τ Sco ($v \sin i \simeq 5 \text{ km s}^{-1}$), even for slowly rotating stars ZDI is able to recover some information about the large-scale surface magnetic field. In all the cases, we need to set $\ell \geq 6$ to be able to reproduce rotational modulation in our data.

The ZDI code we employ here is based on a spherical harmonics description of each component of the magnetic field vector, implemented by Donati et al. (2006b). Compared with the conventional ZDI technique (which described the field as a set of independent values), this approach allows us to reconstruct a physically meaningful magnetic field as the sum of a poloidal field and a toroidal field (Chandrasekhar 1961). Such a decomposition is of obvious interest for all studies on stellar dynamos. Moreover, this method proved to be more efficient than the old one at recovering simple low-order topologies such as dipoles, even from Stokes V data sets only (Donati et al. 2001).

ZDI works by comparing observational data to synthetic spectra computed from a guess magnetic map. The map is iteratively updated until the corresponding spectra fit the observations within a

Table 4. Same as Table 2 for YZ CMi.

Date	HJD (245 3000+)	UT (h:m:s)	Observation site	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}I_c$)	B_ℓ (G)	Cycle	v_r (km s^{-1})
2007									
January 26	4127.43 869	22:24:17	TBL	4×900.0	235	3.9	-401.9 ± 31.4	64.057	26.66
January 27	4128.47 944	23:22:59	TBL	4×900.0	255	3.3	-782.5 ± 33.3	64.433	26.60
January 29	4130.47 395	23:15:08	TBL	4×900.0	324	2.6	-520.4 ± 25.3	65.153	26.74
February 01	4133.50 014	23:52:56	TBL	4×900.0	254	3.7	-710.2 ± 40.3	66.246	26.82
February 03	4135.49 442	23:44:47	TBL	4×900.0	280	3.3	-156.7 ± 25.1	66.965	26.51
February 04	4136.46 196	22:58:05	TBL	4×900.0	261	3.4	-781.5 ± 36.3	67.315	26.66
February 08	4140.47 749	23:20:37	TBL	4×900.0	260	3.8	-62.3 ± 27.9	68.764	26.44
December 28	4462.62 633	02:54:53	TBL	4×1200.0	289	3.9	-279.8 ± 28.6	185.064	26.28
December 29	4463.65 629	03:37:59	TBL	4×1200.0	323	3.0	-560.9 ± 27.0	185.435	26.75
December 31	4465.67 053	03:58:24	TBL	4×900.0	238	4.4	-166.5 ± 30.2	186.163	26.43
2008									
January 01	4466.66 384	03:48:43	TBL	4×1100.0	305	3.0	-680.3 ± 29.4	186.521	26.59
January 03	4468.66 111	03:44:43	TBL	4×1100.0	272	3.7	-97.7 ± 26.3	187.242	26.69
January 20	4485.93 731	10:22:12	CFHT	4×220.0	240	3.9	-599.6 ± 31.0	193.479	26.65
January 23	4488.52 001	00:21:18	TBL	4×1200.0	281	3.3	-452.3 ± 26.7	194.412	26.76
January 23	4489.45 108	22:42:04	TBL	4×1200.0	252	3.8	-624.4 ± 32.0	194.748	26.84
January 24	4490.53 391	00:41:21	TBL	4×1200.0	290	3.4	-258.2 ± 24.8	195.139	26.34
January 25	4491.46 536	23:02:40	TBL	4×1200.0	254	3.9	-575.7 ± 31.2	195.475	26.68
January 26	4492.45 361	22:45:46	TBL	4×1200.0	317	3.1	-538.7 ± 27.4	195.832	26.82
January 27	4493.46 567	23:03:09	TBL	4×1200.0	324	3.2	-116.5 ± 22.8	196.197	26.46
January 28	4494.53 067	00:36:46	TBL	4×1200.0	260	3.8	-724.1 ± 35.0	196.581	26.57
January 29	4495.47 886	23:22:12	TBL	4×1200.0	294	3.6	-537.6 ± 32.6	196.924	26.37
February 02	4499.47 856	23:21:54	TBL	4×1200.0	281	3.7	-292.8 ± 26.5	198.368	26.74
February 04	4501.45 937	22:54:20	TBL	4×1200.0	217	5.0	-410.1 ± 36.2	199.083	26.15
February 05	4502.46 143	22:57:21	TBL	4×1200.0	299	3.4	-456.3 ± 28.4	199.445	26.66
February 06	4503.49 639	23:47:44	TBL	4×1200.0	316	3.1	-533.7 ± 26.6	199.818	26.80
February 09	4506.46 767	23:06:31	TBL	4×1200.0	124	8.4	-491.3 ± 58.9	200.891	26.71
February 11	4508.46 975	23:09:38	TBL	4×1200.0	282	3.2	-686.2 ± 29.7	201.614	26.60
February 12	4509.47 423	23:16:08	TBL	4×1200.0	317	3.2	-485.5 ± 26.4	201.976	26.49
February 13	4510.46 991	23:09:58	TBL	4×1200.0	268	3.7	-165.3 ± 25.5	202.336	26.76
February 14	4511.48 644	23:33:50	TBL	4×1200.0	280	3.5	-653.1 ± 30.6	202.703	26.74
February 15	4512.47 158	23:12:30	TBL	4×1200.0	320	3.2	-421.7 ± 25.6	203.058	26.17
February 16	4513.47 114	23:11:56	TBL	4×1200.0	326	3.0	-351.3 ± 23.6	203.419	26.79

Table 5. Same as Table 2 for EQ Peg A.

Date	HJD (245 3000+)	UT (h:m:s)	Observation site	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4}I_c$)	B_ℓ (G)	Cycle	v_r (km s^{-1})
2006									
August 05	3952.99 538	11:46:33	CFHT	4×200.0	322	2.5	264.9 ± 18.6	2.799	0.39
August 05	3953.11 181	14:34:13	CFHT	4×160.0	295	2.9	191.0 ± 20.4	2.908	0.78
August 07	3954.97 268	11:13:40	CFHT	4×200.0	327	2.5	409.9 ± 19.4	4.647	0.27
August 07	3955.13 847	15:12:24	CFHT	4×200.0	323	2.6	279.0 ± 18.8	4.802	0.47
August 08	3955.98 480	11:31:02	CFHT	4×160.0	283	3.0	412.4 ± 22.3	5.593	0.31
August 08	3956.14 334	15:19:20	CFHT	4×300.0	374	2.1	326.9 ± 16.2	5.741	0.34
August 09	3956.99 077	11:39:32	CFHT	4×160.0	261	3.2	427.8 ± 23.6	6.533	0.28
August 09	3957.12 529	14:53:14	CFHT	4×160.0	289	2.9	412.4 ± 21.7	6.659	0.31
August 09	3957.13 682	15:09:50	CFHT	4×160.0	284	2.9	409.9 ± 21.8	6.670	0.30
August 10	3957.98 897	11:36:51	CFHT	4×160.0	296	2.9	427.8 ± 21.9	7.466	0.21
August 10	3958.14 147	15:16:26	CFHT	4×160.0	273	3.1	460.5 ± 23.1	7.609	0.34
August 11	3958.99 132	11:40:09	CFHT	4×160.0	290	3.1	379.4 ± 22.3	8.403	0.10
August 11	3959.13 871	15:12:23	CFHT	4×160.0	274	3.1	433.1 ± 23.1	8.541	0.32
August 12	3959.99 595	11:46:44	CFHT	4×160.0	272	3.4	379.3 ± 24.3	9.342	-0.04
August 12	3960.14 401	15:19:55	CFHT	4×160.0	262	3.5	382.2 ± 24.8	9.480	0.25

given χ^2 level. In order to compute the synthetic spectra, the surface of the star is divided into a grid of ~ 1000 cells on which the magnetic field components are computed from the coefficients of the spherical harmonics expansion. The contribution of each individ-

ual pixel is computed from a model based on Unno–Rachkovsky’s equations (see Section 4.2).

Given the projected rotational velocities for our sample ($v \sin i < 30 \text{ km s}^{-1}$) and considering the local profile width ($\simeq 9 \text{ km s}^{-1}$;

Table 6. Same as Table 2 for EQ Peg B.

Date	HJD (245 3000+)	UT (h:m:s)	Observation site	t_{exp} (s)	S/N	σ_{LSD} ($10^{-4} I_c$)	B_ℓ (G)	Cycle	v_r (km s^{-1})
August 05	3953.01 352	12:12:41	CFHT	4×320.0	194	5.5	315.4 ± 40.8	4.532	3.32
August 05	3953.09 585	14:11:14	CFHT	4×320.0	194	5.4	403.9 ± 41.4	4.655	3.32
August 07	3955.00 502	12:00:15	CFHT	4×320.0	194	5.5	296.5 ± 40.5	7.526	3.31
August 07	3955.12 027	14:46:12	CFHT	4×320.0	187	5.6	358.5 ± 41.5	7.700	3.41
August 08	3956.00 013	11:53:06	CFHT	4×300.0	187	5.8	243.4 ± 42.3	9.023	3.48
August 08	3956.12 205	14:48:40	CFHT	4×400.0	222	4.7	197.8 ± 35.7	9.206	3.10
August 09	3957.00 746	12:03:34	CFHT	4×280.0	178	6.0	278.2 ± 44.1	10.538	3.45
August 09	3957.10 933	14:30:16	CFHT	4×280.0	180	6.0	376.4 ± 44.5	10.691	3.26
August 10	3958.00 771	12:03:51	CFHT	4×300.0	176	6.1	204.8 ± 44.0	12.042	3.51
August 10	3958.12 127	14:47:22	CFHT	4×300.0	178	6.0	205.1 ± 43.5	12.212	3.16
August 11	3959.00 904	12:05:40	CFHT	4×300.0	150	7.4	287.3 ± 52.7	13.547	3.38
August 12	3960.01 246	12:10:30	CFHT	4×300.0	152	7.2	222.1 ± 50.4	15.056	3.62
August 12	3960.12 839	14:57:26	CFHT	4×300.0	155	7.4	299.5 ± 51.0	15.231	3.08

M08), we infer that the maximum number of spatially resolved elements across the equator is about 20. Therefore, using a grid of 1000 cells at the surface of the star (the equatorial ring of the grid is made of about 70 elements, depending on the inclination of the star) is perfectly adequate for our needs.

As the inversion problem is partly ill posed, several magnetic topologies can fit a set of observations, for a given χ^2 level. Optimal reconstruction is achieved by choosing the maximum entropy solution, i.e. the one which contains the least informational content (Skilling & Bryan 1984). We chose here a quadratic form for the entropy:

$$S = - \sum_{\ell, m} \ell (\alpha_{\ell, m}^2 + \beta_{\ell, m}^2 + \gamma_{\ell, m}^2), \quad (3)$$

where $\alpha_{\ell, m}$, $\beta_{\ell, m}$ and $\gamma_{\ell, m}$ are the spherical harmonics coefficient of degree ℓ and order m describing, respectively, the radial, orthoradial poloidal and toroidal field components (see Donati et al. 2006b, for more details). This functional, one of the simplest possible forms, is well suited for magnetic fields reconstruction since it allows for negative values (as opposed to the conventional expression of the Shannon entropy).

4.2 Modelling of the local line profiles

As explained in Section 4.1, the local Stokes I and V line profiles are computed from a simple model based on Unno–Rachkovsky’s equations (Unno 1956), similar to that used by Donati et al. (2008). We add two degrees of freedom to the Unno–Rachkovsky’s model, the filling factors f_I and f_V :

$$\begin{cases} I = f_I \times I_{\text{UR}}(\lambda_B) + (1 - f_I) \times I_q, \\ V = f_V \times V_{\text{UR}}(\lambda_B), \\ \lambda_B = 4.67 \times 10^{-12} g_{\text{eff}} \lambda_0^2 B / f_V, \end{cases} \quad (4)$$

where I_{UR} and V_{UR} are the Stokes parameters from Unno–Rachkovsky’s equations (see Landi degl’Innocenti 1992, for more details), I_q is Stokes I computed without magnetic field, λ_B is the Zeeman splitting (in nm), λ_0 and g_{eff} are, respectively, the central wavelength (in nm) and the averaged effective Landé factor of the synthetic LSD line, and B is the longitudinal magnetic flux expressed in Gauss.

With this model, we assume that each grid cell is uniformly covered by a fraction f_I of magnetic regions (e.g. Saar 1988) and a fraction f_V of magnetic regions producing a net circularly polarized

signature (and thus a fraction $f_I - f_V$ of magnetic regions producing, on the average, no circularly polarized signature). We justify the use of two different filling factors by the fact that Stokes I and V are not affected in the same way by magnetic fields. In particular, signatures corresponding to small bipolar regions of magnetic field cancel each other in circular polarization whereas they add up in unpolarized spectra. We further assume that both f_I and f_V have a constant value over the stellar surface.

The filling factor f_V is well constrained by our observations, except for the fastest rotators. It allows us to reconcile the discrepancy between the amplitude of Stokes V signatures (constrained by the magnetic flux B) and the Zeeman splitting observed in Stokes V profiles (constrained by the magnetic field strength B/f_V). Since f_I is partly degenerate with other line parameters, we only find a coarse estimate. The values of f_I around 0.5 allow us to match the observed Stokes I profiles. Setting $f_I = 1.0$ results in a large variability in Stokes I profiles that is not observed. Recovered f_I is typically three to five times larger than f_V , this is roughly consistent with the ratio of the magnetic fluxes reported here and by Reiners & Basri (2007).

We further assume that continuum limb darkening varies linearly with the cosine of the limb angle (with a slope of $u = 0.6964$; Claret 2004). Using a quadratic (rather than linear) dependence produces no visible change in the result.

4.3 Modelling of differential rotation

In order to reconstruct a magnetic topology from a time-series of Stokes V spectra, the ZDI code requires the rotation period of the observed star as an input. The inversion procedure being quite sensitive to the assumed period, ZDI can provide a strong constraint on this parameter. The period resulting in the minimum χ_r^2 at a given informational content (i.e. a given averaged magnetic flux value) is the most probable. This is how P_{rot} are derived in this paper.

Differential rotation can be measured as well by proceeding as in Petit, Donati & Cameron (2002) and M08. We assume that the latitudinal variation of rotation rate can be expressed as

$$\Omega(\theta) = \Omega_{\text{eq}} - d\Omega \sin^2 \theta, \quad (5)$$

where Ω_{eq} is the rotation rate at the equator and $d\Omega$ is the difference in rotation rate between the equator and the pole. This law is used to compute the phase shift of each ring of the grid at any observation

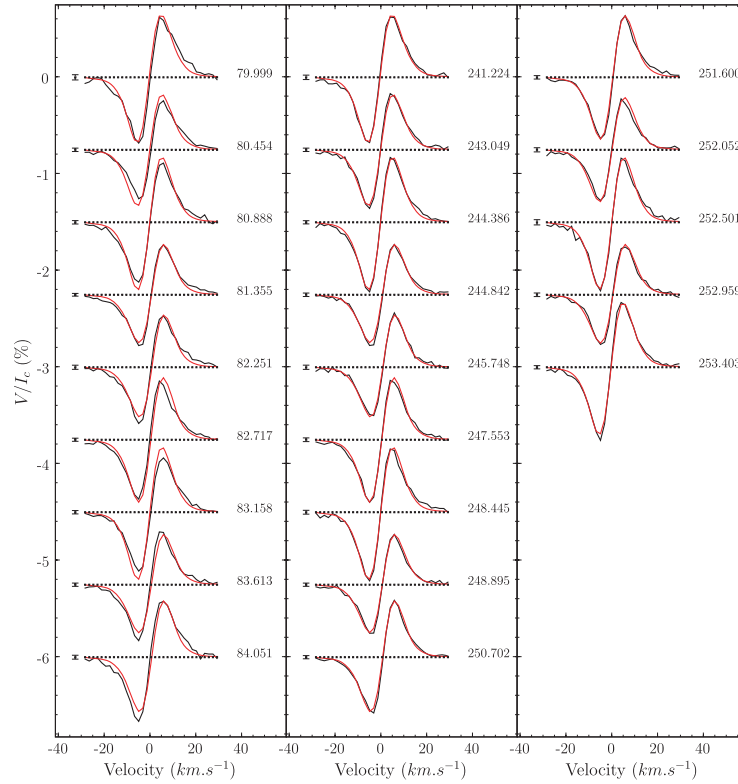


Figure 1. Time-series of Stokes V profiles of AD Leo, in the rest frame of the star, from our 2007 (left-hand column) and 2008 (middle and right-hand column) data sets. Synthetic profiles corresponding to our magnetic models (red lines) are superimposed to the observed LSD profiles (black lines). Left-hand side to each profile, a $\pm 1\sigma$ error bar is shown. The rotational phase and cycle of each observation are also mentioned right-hand side to each profile. Successive profiles are shifted vertically for clarity purposes and the associated reference levels ($V = 0$) are plotted as dotted lines.

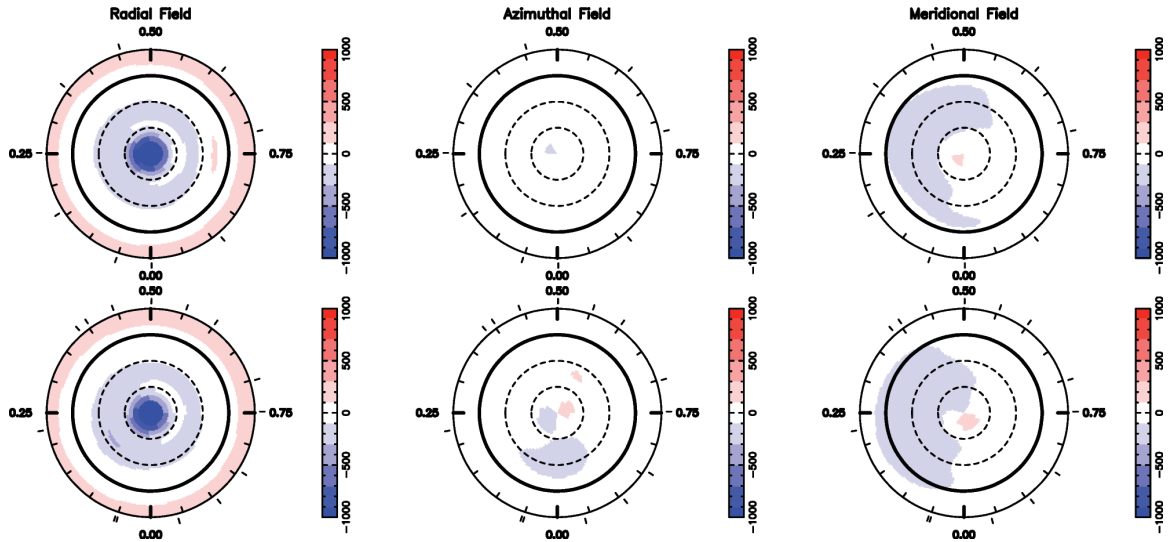


Figure 2. Surface magnetic flux of AD Leo as derived from our 2007 (upper row) and 2008 (lower row) data sets. The three components of the field in spherical coordinates are displayed from left- to right-hand side (flux values labelled in G). The star is shown in flattened polar projection down to latitudes of -30° , with the equator depicted as a bold circle and parallels as dashed circles. Radial ticks around each plot indicate phases of observations.

epoch with respect to its position at a reference epoch. Each synthetic Stokes V spectrum (see Section 4.2) is then computed from the magnetic field distribution at the reference epochs distorted by the aforementioned phase shifts.

For a set of pairs (Ω_{eq} ; $d\Omega$) within a reasonable range of values, we run ZDI and derive the corresponding magnetic map along with the associated χ_r^2 level. By fitting a paraboloid to the χ_r^2 surface derived in this process (Donati, Collier Cameron & Petit 2003b), we can

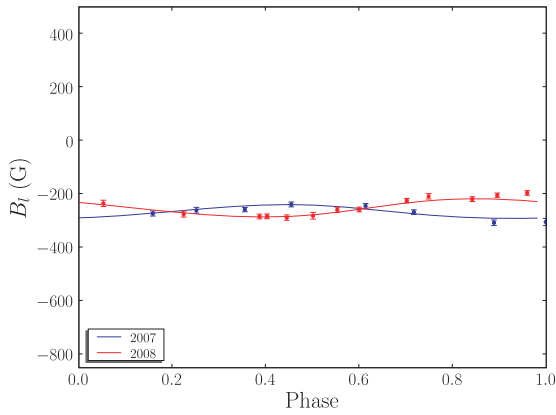


Figure 3. Longitudinal magnetic field of AD Leo as computed from the observed LSD Stokes I and V profiles for each observation epochs, 1σ error bars are also plotted (see Table 2). The solid lines represent the longitudinal field corresponding to the magnetic topologies reconstructed by ZDI and shown in Fig 2. The scale is the same for all the plots of longitudinal field.

easily infer the magnetic topology that yields the best fit to the data along with the corresponding differential rotation parameters and error bars.

5 AD LEO = GJ 388

We observed AD Leo in 2007 January and February, and then 1 yr later in 2008 January and February (see Table 2). We, respectively, secured 9 and 14 spectra at each epoch (see Fig. 1) providing complete though not very dense coverage of the rotational cycle (see Fig. 2). Both time-series are very similar, we detect a strong signature of negative polarity (i.e. longitudinal field directed towards the star) exhibiting only very weak time modulation (see Fig. 3). We thus expect that the star is seen nearly pole-on. We measure mean RV of 12.39 and 12.35 km s^{-1} in 2007 and 2008, respectively, in good agreement with the value reported by Nidever et al. (2002) of $12.42 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$. The dispersion about these mean RV is equal to 0.04 km s^{-1} at both epochs, i.e. close to the internal RV accuracy of NARVAL (about 0.03 km s^{-1} , see Section 3). These variations likely reflect the internal RV jitter of AD Leo since we observe a smooth variation of RV as a function of the rotational phase (even for observations occurring at different rotation cycles). We note that RV and B_l are in quadrature at both epochs. Given the previously reported stellar parameters $v \sin i = 3.0 \text{ km s}^{-1}$ (Reiners & Basri 2007), a rotation period of 2.7 d (Spiesman & Hawley 1986) and $R_* \leq 0.40 R_\odot$ (see Table 1) we indeed infer $i \simeq 20^\circ$.

We first process separately the 2007 and 2008 data described above with ZDI assuming $v \sin i = 3.0 \text{ km s}^{-1}$, $i = 20^\circ$, and reconstruct modes up to degree $\ell = 8$, which is enough given the low-rotational velocity of AD Leo. It is possible to fit the Stokes V spectra down to $\chi_r^2 = 2.0$ (from an initial $\chi_r^2 \simeq 250$) for both data sets if we assume $P_{\text{ZDI}} = 2.22 \text{ d}$, which is significantly lower than the formerly estimated photometric period. Very similar results are obtained whether we assume the field is purely poloidal or the presence a toroidal component. In the latter case, toroidal fields only account for 5 per cent of the overall recovered magnetic energy in 2008, whereas they are only marginally recovered from the 2007 – sparser – data set (1 per cent).

Very similar large-scale magnetic fields are recovered from both data sets (see Fig. 2), with an average recovered magnetic flux $B \simeq$

0.2 kG . We report a strong polar spot of radial field of maximum magnetic flux $B = 1.3 \text{ kG}$ as the dominant feature of the surface magnetic field. The spherical harmonics decomposition of the surface magnetic field confirms what can be inferred from the magnetic maps. First, the prominent mode is the radial component of a dipole aligned with the rotational axis, i.e. the $\ell = 1, m = 0$ modes of the radial component [$\alpha(1; 0)$ contains more than 50 per cent of the reconstructed magnetic energy]. Secondly, the magnetic topology is strongly axisymmetric with about 90 per cent of the energy in $m = 0$ modes. Thirdly, among the recovered modes, the lower order ones encompass most of the reconstructed magnetic energy ($\simeq 60$ per cent in the dipole modes, i.e. modes α or β of degree $\ell = 0$), though we cannot fit our data down to $\chi_r^2 = 2.0$ if we do not include modes up to degree $\ell = 8$.

We use ZDI to measure differential rotation as explained in Section 4.3. The χ_r^2 map resulting from the analysis of the 2008 data set does not feature a clear paraboloid but rather a long valley with no well-defined minimum. If we assume solid body rotation, a clear minimum is obtained at $P_{\text{rot}} = 2.24 \pm 0.02 \text{ d}$ (3σ error bar).

To estimate the degree at which the magnetic topology remained stable over 1 yr, we merge our 2007 and 2008 data sets together and try to fit them simultaneously with a single field structure. Assuming rigid body rotation, it is possible to fit the complete data set down to $\chi_r^2 = 2.4$, demonstrating that intrinsic variability between 2007 January and 2008 January is detectable in our data though very limited. The corresponding rotation period is $P_{\text{rot}} = 2.2399 \pm 0.0006 \text{ d}$ (3σ error bar). We also find aliases for both shorter and longer periods, corresponding to the shifts of $\sim 0.014 \text{ d}$. The nearest local minima located at $P_{\text{rot}} = 2.2264$ and 2.2537 d , are associated with $\Delta\chi^2$ values of 36 and 31, respectively; the corresponding rotation rates are thus fairly excluded. The periods we find for the 2008 data set alone or for both data sets are compatible with each other. But they are not with the period reported by Spiesman & Hawley (1986) ($2.7 \pm 0.05 \text{ d}$) based on nine photometric measurements, for which we believe that the error bar was underestimated.

6 EV LAC = GJ 873 = HIP 112460

EV Lac was observed in 2006 August and 2007 July and August, we, respectively, obtained 7 and 15 spectra (see Table 3 and Fig. 4) providing complete though not very dense phase coverage (see Fig. 5). We detect strong signatures in all the spectra and modulation is obvious for each time-series (see Fig. 6). We measure mean RV of 0.28 and 0.36 km s^{-1} in 2006 and 2007, respectively, in good agreement with the value of $0.41 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ reported by Nidever et al. (2002). The dispersion about these mean RV is equal to 0.13 km s^{-1} at both epochs. These RV variations are smooth and correlate well with longitudinal fields in our 2007 data, but the correlation is less clear for 2006 (sparser) data. Assuming a rotation period of 4.378 d , determined photometrically by Pettersen (1980), and considering $v \sin i \simeq 3.0 \text{ km s}^{-1}$ (Reiners & Basri 2007) or $v \sin i = 4.5 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ (Johns-Krull & Valenti 1996), we straightforwardly deduce $R_* \sin i \simeq 0.35 R_\odot$. As $R_* \simeq 0.30 R_\odot$, we expect a high-inclination angle.

We use the above value for P_{ZDI} , $i = 60^\circ$, and perform a spherical harmonics decomposition up to degree of $\ell = 8$. It is then possible to fit our Stokes V 2007 data set from an initial $\chi_r^2 = 82$ down to $\chi_r^2 = 2.0$ for any velocity $3.0 \leq v \sin i \leq 5.0 \text{ km s}^{-1}$. Neither the fit quality on Stokes I spectra nor the properties of the reconstructed magnetic topology are significantly affected by the precise value of $v \sin i$, whereas the filling factors and the reconstructed magnetic

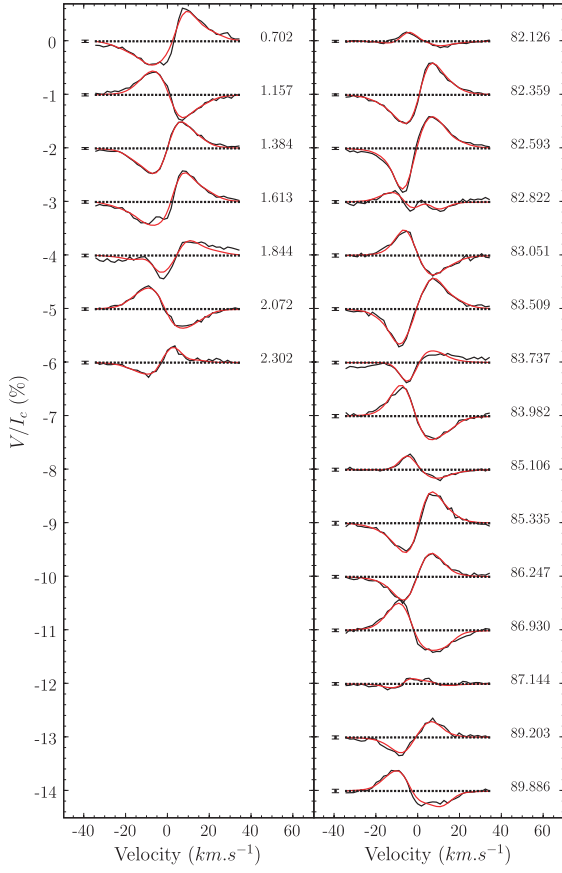


Figure 4. Same as Fig. 1 for EV Lac 2006 (left-hand column) and 2007 (right-hand column) data sets.

flux are. The greater the velocity the lower the filling factors, and the average magnetic flux B ranges from 0.5 kG at 5.0 km s^{-1} to 0.6 kG at 3.0 km s^{-1} . Despite the fact that we achieve a poorer fit for the 2006 data set (from an initial $\chi_r^2 = 125$), $\chi_r^2 = 4.0$ for $v \sin i = 5.0 \text{ km s}^{-1}$ and $\chi_r^2 = 4.5$ for 3.0 km s^{-1} , the same trends

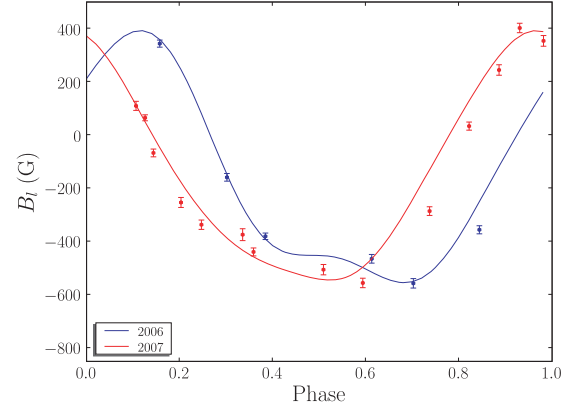


Figure 6. Same as Fig. 3 for EV Lac.

are observed. In the rest of the paper, we assume $v \sin i = 4.0 \text{ km s}^{-1}$ for EV Lac.

We recover simple and fairly similar magnetic topologies from both data sets (see Fig. 5). The surface magnetic field reconstructed from 2007 data is mainly composed of two strong spots of radial field of opposite polarities where magnetic flux B reaches more than 1.5 kG. The spots are located at opposite longitudes; the positive polarity being on the equator and the negative one around 50° of latitude. The field is far from axisymmetry, as expected from the polarity reversal observed in Stokes V signature during the rotation cycle (see Fig. 4). The 2006 topology differs by a rather stronger magnetic flux, maximum flux is above 2 kG with an average flux stronger by 0.1 kG than in 2007; the spot of negative polarity is split into two distinct structures; and toroidal field is not negligible (in particular, visible as spot of azimuthal field).

Magnetic energy is concentrated (60 per cent in 2006, 75 per cent in 2007) in the radial dipole modes $\alpha(1; 0)$ and $\alpha(1; 1)$, no mode of degree $\ell > 1$ is above the 5 per cent level, though fitting the data down to $\chi_r^2 = 2.0$ requires taking into account modes up to $\ell = 8$. Toroidal field gathers more than 10 per cent of the energy in 2006, whereas it is only marginally reconstructed (2 per cent) in 2007. Although the magnetic distribution is clearly not axisymmetric,

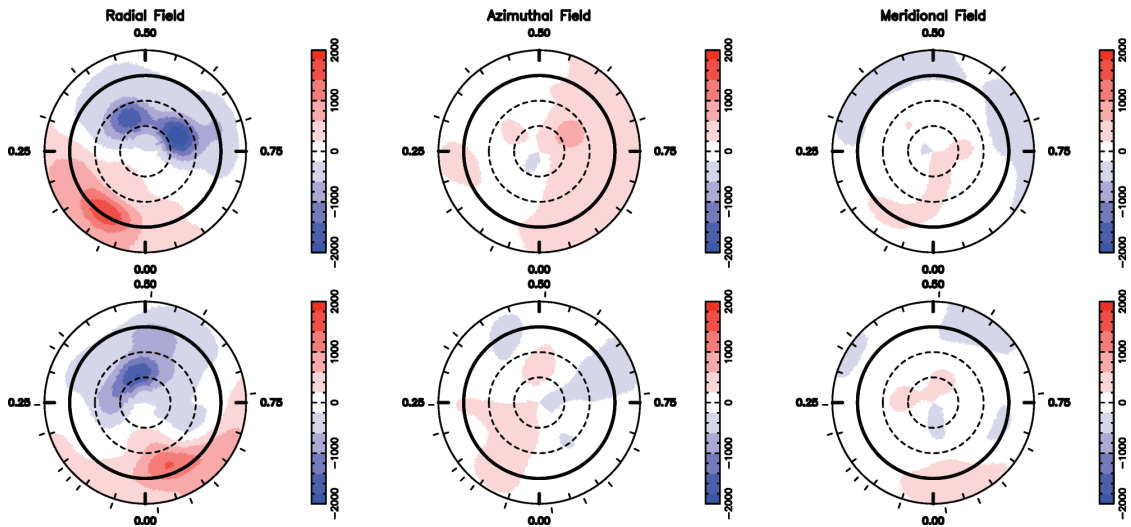


Figure 5. Same as Fig. 2 for EV Lac, using data obtained in 2006 (upper row) and 2007 (lower row).

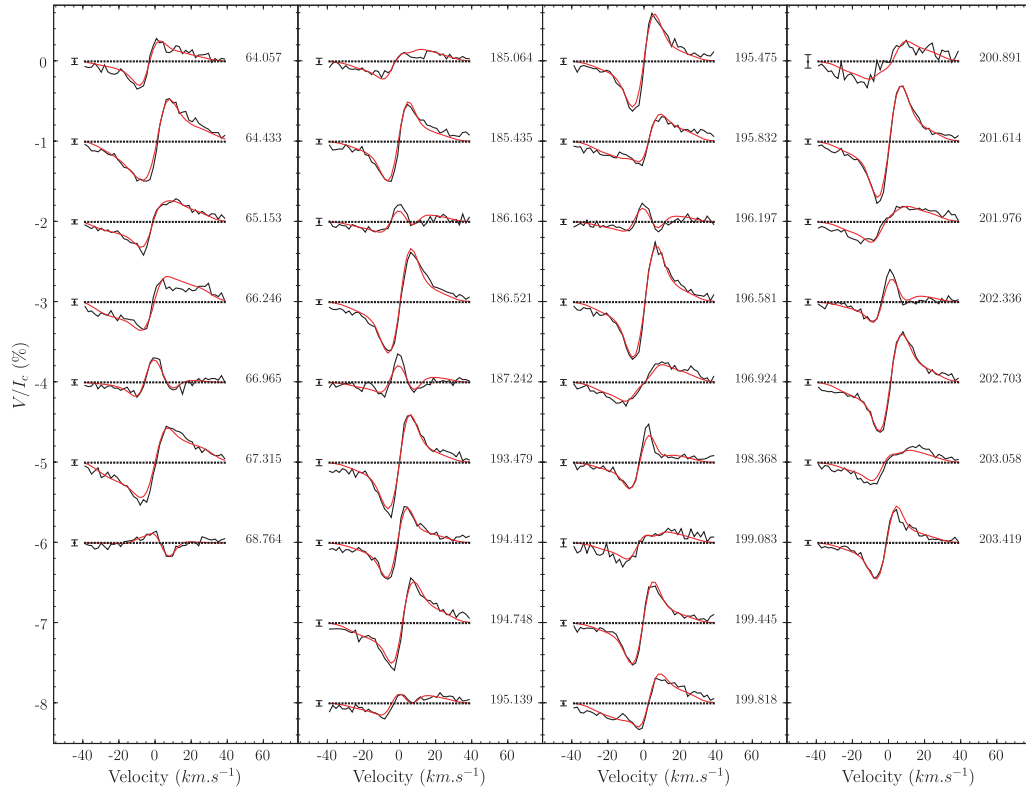


Figure 7. Same as Fig. 1 for YZ CMi 2006 (column 1) and 2007 (columns 2–4) data sets.

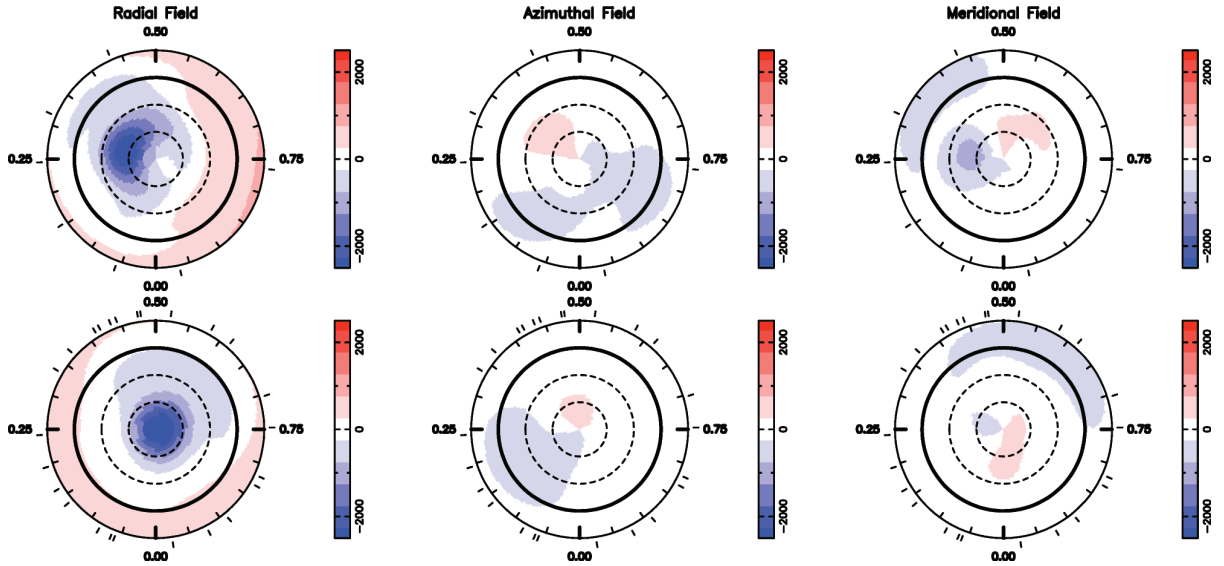


Figure 8. Same as Fig. 2 for YZ CMi using data obtained in 2007 (upper row) and 2008 (lower row).

$m = 0$ modes encompass approximately one-third of the magnetic energy at both epochs.

We then try to constrain the surface differential rotation of EV Lac as explained in Section 4.3. The χ^2_r map computed from 2007 data can be fitted by a paraboloid. We thus infer the rotation parameters: $\Omega_{\text{eq}} = 1.4385 \pm 0.0008 \text{ rad d}^{-1}$ and $d\Omega = 1.7 \pm 0.8 \text{ mrad d}^{-1}$.

Our data are thus compatible with solid body rotation within 3σ . Assuming rigid rotation, we find a clear χ^2_r minimum for $P_{\text{rot}} = 4.37 \pm 0.01 \text{ d}$ (3σ error bar).

Although the magnetic topologies recovered from 2006 and 2007 are clearly different, they exhibit common patterns. We merge both data sets and try to fit them simultaneously with a single magnetic

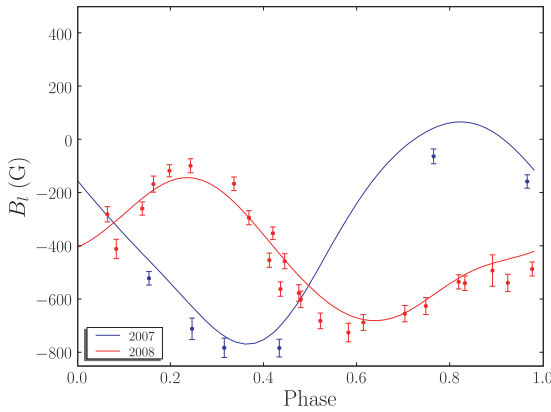


Figure 9. Same as Fig. 3 for YZ CMi.

topology. Assuming solid body rotation, we find a clear χ_r^2 minimum for $P_{\text{rot}} = 4.3715 \pm 0.0006$ d (3σ error bar). We mention the formal error bar which may be underestimated since variability can have biased the rotation period determination. We also find aliases to shifts of ~ 0.05 d, $P_{\text{rot}} = 4.3201$ and 4.4248 d for the nearest ones. With $\Delta\chi^2$ values of 2522 and 1032, these values are safely excluded. The periods we find for the 2007 data set alone or for both data sets are compatible with each other and in good agreement with the one reported by Pettersen (1980) and Pettersen, Kern & Evans (1983) (4.378 and 4.375 d) based on the photometry.

7 YZ CMI = GJ 285 = HIP 37766

We collected 7 spectra of YZ CMi in 2007 January and February and 25 between 2007 December and 2008 February (see Table 4 and Fig. 7). For $P_{\text{ZDI}} = 2.77$ d (Pettersen et al. 1983, photometry), we note that the 2007 data provide correct phase coverage for half the rotation cycle only. On the opposite, the 2008 data provide complete and dense sampling of the rotational cycle (see Fig. 8). Rotational modulation is very clear for both data sets (see Fig. 9). We measure mean RV of 26.64 and 26.60 km s $^{-1}$ in 2007 and 2008 data set, respectively, in good agreement with $v_r = 26.53 \pm 0.1$ km s $^{-1}$ reported by Nidever et al. (2002). The corresponding dispersions are 0.13 and 0.21 km s $^{-1}$, the difference likely reflects the poor phase coverage provided by 2007 data rather than an intrinsic difference. Although RV varies smoothly with the rotation phase, we do not find any obvious correlation between B_r and RV. From the stellar mass (computed from M_J , see Section 2), we infer $R_* \simeq 0.30 R_\odot$. The above rotation period and $v \sin i = 5$ km s $^{-1}$ (Reiners & Basri 2007) imply $R \sin i = 0.27 R_\odot$ and thus a high-inclination angle of the rotational axis.

We run ZDI on these Stokes V time-series with the aforementioned values for P_{ZDI} and $v \sin i$ and $i = 60^\circ$. Both data sets can be fitted from an initial $\chi_r^2 \simeq 38$ down to $\chi_r^2 = 2.0$ using spherical harmonics decomposition up to degree $\ell = 6$. An average magnetic flux $B \simeq 0.6$ kG is recovered for both observation epochs.

The large-scale topology recovered from 2008 data is quite simple: the visible pole is covered by a strong spot of negative radial field (field lines penetrating the photosphere) – where the magnetic flux reaches up to 3 kG – while the other hemisphere is mainly covered by emerging field lines. Radial, and thus poloidal, field is widely prevailing, toroidal magnetic energy only stands for 3 per cent of the whole. The magnetic field structure also exhibits

strong axisymmetry, with about 90 per cent of the magnetic energy in $m = 0$ modes.

The main difference between 2007 and 2008 maps is that in 2007 this negative radial field spot is located at a lower latitude. We argue that this may be partly an artefact due to poor phase coverage. As only one hemisphere is observed, the maximum entropy solution is a magnetic region facing the observer, rather than a stronger polar spot. We therefore conclude that non-axisymmetry inferred from 2007 observations is likely overestimated.

We try a measurement of differential rotation from our time-series of Stokes V spectra, as explained in Section 4.3. From our 2008 data set, we obtain a χ_r^2 map featuring a clear paraboloid. We infer the following rotation parameters: $\Omega_{\text{eq}} = 2.262 \pm 0.001$ rad d $^{-1}$ and $d\Omega = 0.0 \pm 1.8$ mrad d $^{-1}$. Assuming solid body rotation, we derive $P_{\text{rot}} = 2.779 \pm 0.004$ d (3σ error bar).

We proceed as for AD Leo to estimate the intrinsic evolution of the magnetic topology between our 2007 and 2008 observations. Assuming rigid body rotation, it is possible to fit the complete data set down to $\chi_r^2 = 3.9$ showing that definite – though moderate – variability occurred between the two observation epochs. The rotation period corresponding to the minimum χ_r^2 is $P_{\text{rot}} = 2.7758 \pm 0.0006$ d (3σ error bar). The aliases (shifts of ~ 0.021 d) can be safely excluded ($\Delta\chi^2 = 1450$ and 440 for $P_{\text{rot}} = 2.7546$ and 2.7966 d, respectively). The periods we find for the 2008 data set alone or for both data sets are compatible with each other and with in good agreement the one reported by Pettersen et al. (1983) (2.77 d) based on the photometry.

8 EQ PEG A = GJ 896 A = HIP 116132

We observed EQ Peg A in 2006 August and obtained a set of 15 Stokes I and V spectra (see Table 5 and Fig. 10), providing observations of only one hemisphere of the star (see Fig. 11) considering $P_{\text{ZDI}} = 1.06$ d. Zeeman signatures are detected in all the spectra, showing moderate time modulation (see Fig. 12). We measure a mean RV of 0.31 km s $^{-1}$ with a dispersion of 0.18 km s $^{-1}$. Although RV exhibits smooth variations along the rotational cycles, we do not find any simple correlation between RV and B_r . We find the best agreement between the LSD profiles and the model for $v \sin i = 17.5$ km s $^{-1}$. This implies $R_* \sin i \simeq 0.37 R_\odot$, whereas provided $M_* = 0.39 M_\odot$ we infer $R_* \simeq 0.35 R_\odot$. We thus assume $i = 60^\circ$ for ZDI calculations.

Stokes V LSD time-series can be fitted from an initial $\chi_r^2 = 44$ down to $\chi_r^2 = 1.5$ using a spherical harmonics decomposition up to degree $\ell = 6$ by a field of average magnetic flux $B = 0.5$ kG. The recovered magnetic map (see Fig. 11), though exhibiting a similar structure of the radial component – one strong spot with $B = 0.8$ kG – is more complex than those of previous stars, since we also recover significant azimuthal and meridional fields.

The field is dominated by large-scale modes: dipole modes encompass 70 per cent of the overall magnetic energy and modes of degree $\ell > 2$ are all under the 2 per cent level. Although poloidal field is greatly dominant, the toroidal component features 15 per cent of the overall recovered magnetic energy. The magnetic topology is clearly not purely axisymmetric but the $m = 0$ modes account for 70 per cent of the reconstructed magnetic energy.

We use ZDI to measure differential rotation as explained in Section 4.3. We thus infer $\Omega_{\text{eq}} = 5.92 \pm 0.02$ rad d $^{-1}$ and $d\Omega = 49 \pm 43$ mrad d $^{-1}$. This value is compatible with solid body rotation though the error bar is higher than for EV Lac and YZ CMi since data only span 1 week (rather than about 1 month for previous stars). Then assuming solid body rotation, we find $P_{\text{rot}} = 1.061 \pm 0.004$ d

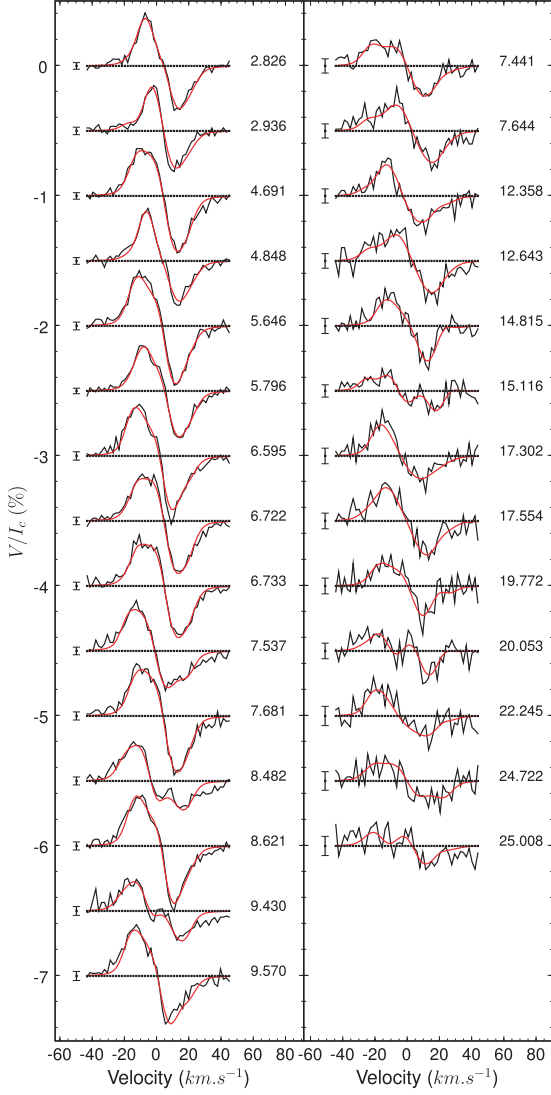


Figure 10. Same as Fig. 1 for EQ Peg A (left-hand column) and EQ Peg B (right-hand column) 2006 data sets.

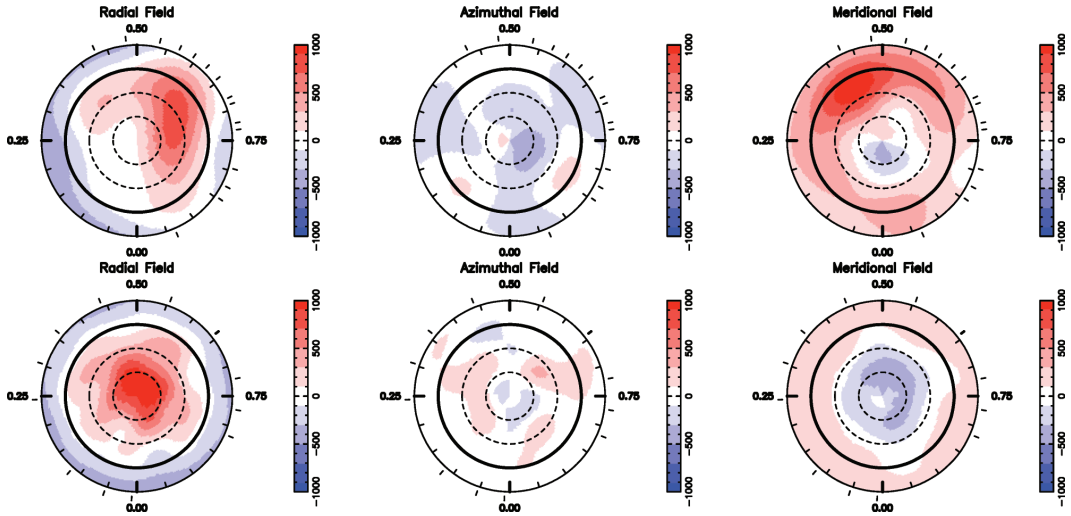


Figure 11. Same as Fig. 2 for EQ Peg A (upper row) and B (lower row) as derived from our 2006 data sets.

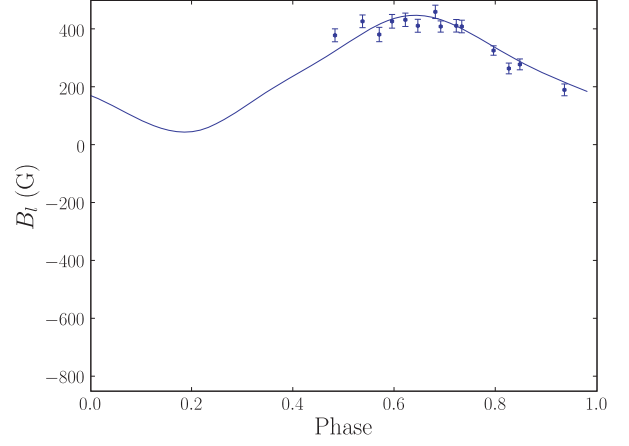


Figure 12. Same as Fig. 3 for EQ Peg A.

(3σ error bar), which is in good agreement with the period of 1.0664 d reported by Norton et al. (2007).

9 EQ PEG B = GJ 896 B

EQ Peg B was observed in August 2006, we obtained a set of 13 Stokes I and V spectra (see Table 6). Sampling of the star's surface is almost complete (see Fig. 11) – and the derived $P_{ZDI} = 0.405$ d. Stokes V signatures have a peak-to-peak amplitude above the 1σ noise level in all spectra, time modulation is easily detected (see Figs 10 and 13). We measure a mean RV of 3.34 km s^{-1} with a dispersion of 0.16 km s^{-1} . RV is a soft function of the rotation phase, but we do not find obvious correlation between RV and B_l . We derive a rotational velocity $v \sin i = 28.5 \text{ km s}^{-1}$ and thus $R \sin i = 0.23 R_{\odot}$. From the measured J band absolute magnitude, we infer $R_{\star} \simeq 0.25 R_{\odot}$, we will therefore assume $i = 60^\circ$.

A spherical harmonics decomposition up to degree $\ell = 8$ allows us to fit the data from an initial $\chi_r^2 = 4.6$ down to $\chi_r^2 = 1.0$. Using higher order modes does not result in significant changes. Due to the high rotational velocity, we find similar results for any value $0 < f_V < 1$.

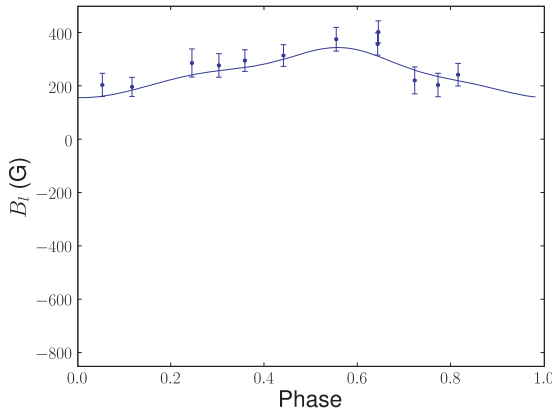


Figure 13. Same as Fig. 3 for EQ Peg B.

The reconstructed magnetic map (see Fig. 11) exhibits a very simple structure: the hemisphere oriented towards the observer is mainly covered by positive (emerging) radial fields, in particular, a strong spot ($B = 1.2$ kG) lies close to the pole; the other hemisphere is covered by negative radial fields. The meridional component has the same structure as found for V374 Peg (M08). Except the (weak) azimuthal component, the recovered magnetic topology is strongly axisymmetric. The average magnetic flux is $B \simeq 0.4$ kG.

As obvious from Fig. 11, the mode $\alpha(1:0)$ is dominant, it encompasses 75 per cent of the magnetic energy whereas no other mode is stronger than 7 per cent. The field is mostly axisymmetric with about 90 per cent of the magnetic energy in $m = 0$ modes, and mostly poloidal (>95 per cent).

Using the method described in Section 4.3, we produce a map of the χ_r^2 as a function of the rotation parameters Ω_{eq} and d featuring no clear minimum in a reasonable range of values. This may due to a poor constraint on differential rotation since our data set only span 1 week, and the magnetic topology is mainly composed of one polar spot. Assuming solid body rotation, we find $P_{\text{rot}} = 0.404 \pm 0.004$ d (3σ error bar).

10 DISCUSSION AND CONCLUSION

Spectropolarimetric observations of a small sample of active M dwarfs around spectral type M4 were carried out with ESPaDOnS at

CFHT and NARVAL at TBL between 2006 January and 2008 February. Strong Zeeman signatures are detected in Stokes V spectra for all the stars of the sample. Using ZDI, with a Unno–Rachkovsky’s model modified by two filling factors, we can fit our Stokes V time-series. It can be seen in Figs 1, 4, 7 and 10 that rotational modulation is indeed mostly modelled by the imaging code.

From the resulting magnetic maps, we find that the observed stars exhibit common magnetic field properties. (i) We recover mainly poloidal fields, in most stars, the observations can be fitted without assuming a toroidal component. (ii) Most of the energy is concentrated in the dipole modes, i.e. the lowest order modes. (iii) The purely axisymmetric component of the field ($m = 0$ modes) is widely dominant except in EV Lac. These results confirm the findings of M08, i.e. that the magnetic topologies of fully convective stars considerably differ from those of warmer G and K stars which usually host a strong toroidal component in the form of azimuthal field rings roughly coaxial with the rotation axis (e.g. Donati et al. 2003a).

Table 7 gathers the main properties of the reconstructed magnetic fields and Fig. 14 presents them in a more visual way. We can thus suspect some trends: (i) The only partly convective star of the sample, AD Leo, hosts a magnetic field with similar properties to the observed fully convective stars. The only difference is that compared to fully convective stars of similar Ro, we recover a significantly lower magnetic flux on AD Leo, indicating that the generation of a large-scale magnetic field is more efficient in fully convective stars. This will be confirmed in a future paper by analysing the early M stars of our sample. (ii) We do not observe a growth of the reconstructed large-scale magnetic flux with decreasing Rossby number, thus suggesting that dynamo is already saturated for fully convective stars having rotation periods lower than 5 d, in agreement with Pizzolato et al. (2003) and Kiraga & Stepień (2007). Further confirmation from stars with $P_{\text{rot}} \gtrsim 10$ d is needed. This is supported by the high X-ray fluxes we report, all lying in the saturated part of the rotation–activity relation with $\log R_X \simeq -3$ (e.g. James et al. 2000). AD Leo also exhibits a saturated X-ray luminosity despite a significantly weaker reconstructed magnetic field, indicating that the coronal heating is not directly driven by the large-scale magnetic field. (iii) The only star showing strong departure from axisymmetry is EV Lac, i.e. the slowest rotator (though lying in the saturated regime with $\text{Ro} = 0.07$). Further investigation is needed to check if this a general result for fully convective stars having $P_{\text{rot}} \gtrsim 4$ d.

Table 7. Magnetic quantities derived from our study. For each star, different observation epochs are presented separately. In columns 2–5, we report quantities from Table 1, respectively, the stellar mass, the rotation period (with an accuracy of 2 digits), the effective Rossby number and the X-ray to bolometric luminosity ratio. Columns 6, 7 and 8 mention the Stokes V filling factor, the reconstructed magnetic energy and the average magnetic flux. Columns 9–13 list the percentage of reconstructed magnetic energy, respectively, lying in poloidal, dipole (poloidal and $\ell = 1$), quadrupole (poloidal and $\ell = 2$), octupole (poloidal and $\ell = 3$) and axisymmetric modes ($m = 0/m < \ell/2$).

Name	Mass (M_{\odot})	P_{rot} (d)	Ro (10^{-2})	$\log R_X$	f_V	$\langle B^2 \rangle$ (10^5 G^2)	$\langle B \rangle$ (kG)	Poloidal (per cent)	Dipole (per cent)	Quadrupole (per cent)	Octupole (per cent)	Axisymmetric (per cent)
EV Lac (06)	0.32	4.38	6.8	−3.3	0.11	4.48	0.57	87	60	13	3	33/36
(07)	—	—	—	—	0.10	3.24	0.49	98	75	10	3	28/31
YZ CMi (07)	0.31	2.77	4.2	−3.1	0.11	5.66	0.56	92	69	10	5	56/61
(08)	—	—	—	—	0.11	4.75	0.55	97	72	11	8	85/86
AD Leo (07)	0.42	2.24	4.7	−3.2	0.14	0.61	0.19	99	56	12	5	95/97
(08)	—	—	—	—	0.14	0.61	0.18	95	63	9	3	85/88
EQ Peg A (06)	0.39	1.06	2.0	−3.0	0.11	2.73	0.48	85	70	6	6	69/70
EQ Peg B (06)	0.25	0.40	0.5	−3.3	na	2.38	0.45	97	79	8	5	92/94
V374 Peg (05)	0.28	0.45	0.6	−3.2	na	6.55	0.78	96	72	12	7	75/76
(06)	—	—	—	—	na	4.60	0.64	96	70	17	4	76/77

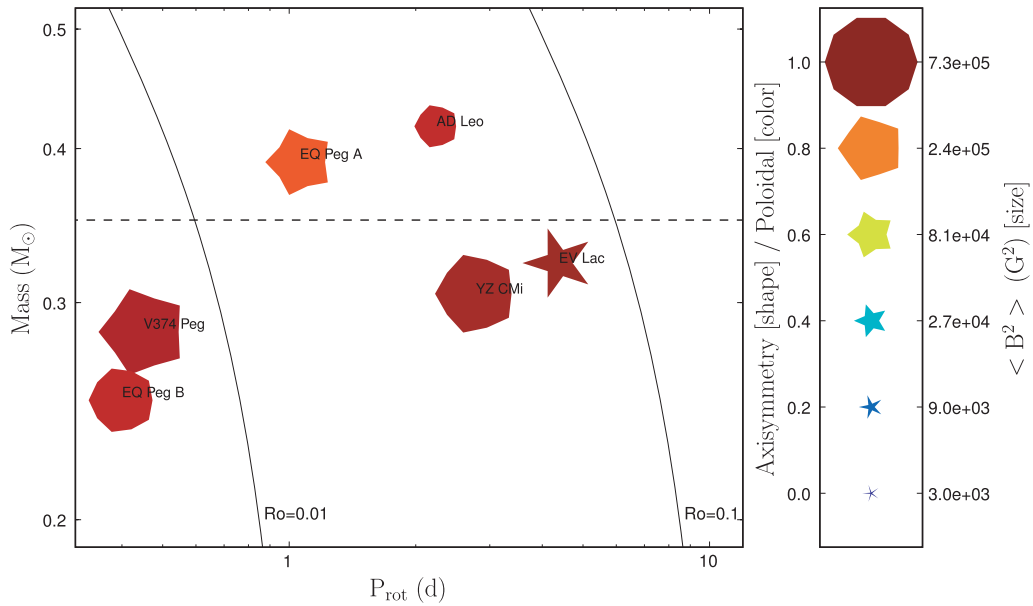


Figure 14. Properties of the magnetic topologies of M dwarfs as a function of rotation period and stellar mass. Larger symbols indicate larger magnetic fields while symbol shapes depict the different degrees of axisymmetry of the reconstructed magnetic field (from decagons for purely axisymmetric fields to sharp stars for purely non-axisymmetric fields). Colours illustrate the field configuration (dark blue for purely toroidal fields, dark red for purely poloidal fields and intermediate colours for intermediate configurations). The solid lines represent contours of constant Rossby number $Ro = 0.1$ and 0.01 , respectively, corresponding approximately to the saturation and super saturation thresholds (e.g. Pizzolato et al. 2003). The theoretical full-convection limit ($M_* \simeq 0.35 M_\odot$; Chabrier & Baraffe 1997) is plotted as a horizontal dashed line.

The large-scale magnetic fluxes we report here range from 0.2 to 0.8 kG. For AD Leo, EV Lac and YZ CMi, previous measurements from Zeeman broadening of atomic or molecular unpolarized line profiles report significantly higher overall magnetic fluxes (several kG) (e.g. Saar & Linsky 1985; Johns-Krull & Valenti 1996; Reiners & Basri 2007). We therefore conclude that a significant part of the magnetic energy lies in small-scale fields. Even for the fast rotators EQ Peg A and B and V374 Peg for which ZDI is sensitive to scales corresponding to spherical harmonics up to of the order of $\ell = 12$, 20 and 25 (cf. M08), respectively, we reconstruct a large majority of the magnetic energy in modes of the order of $\ell \leq 3$. This suggests that the magnetic features we miss with ZDI lie at scales corresponding to $\ell > 25$ in the reconstructed magnetic fields of mid M dwarfs.

Three stars of the sample have been observed at two different epochs separated by about 1 yr. AD Leo, EV Lac and YZ CMi exhibit only faint variations of their magnetic topology during this time gap, the overall magnetic configuration remained stable similarly to the behaviour of V374 Peg (cf. M08). This is at odds with what is observed in more massive active stars, whose magnetic fields reportedly evolve significantly on time-scales of only a few months (e.g. Donati et al. 2003a).

For three stars of our sample, we are able to measure differential rotation and find that our data are compatible with solid body rotation. In addition, for EV Lac and YZ CMi, we infer that differential rotation is at most of the order of a few mrad d^{-1} , i.e. significantly weaker than in the Sun and apparently lower than in V374 Peg (cf. M08). This is further confirmed by the fact that the rotation periods we find are in good agreement with photometric periods previously published in the literature (whenever reliable).

This result is consistent with the conclusions of the latest numerical dynamo simulations in fully convective dwarfs with $Ro \simeq 0.01$ (Browning 2008) showing that (i) strong magnetic fields are

efficiently produced throughout the whole star (with the magnetic energy being roughly equal to the convective kinetic energy as expected from strongly helical flows, i.e. with small Ro) and (ii) these magnetic fields successfully manage to quench differential rotation to less than a tenth of the solar shear (as a result of Maxwell stresses opposing the equatorward transport of angular momentum due to Reynolds stresses). However, these simulations predict that dynamo topologies of fully convective dwarfs should be mostly toroidal, in contradiction with our observations showing strongly poloidal fields in all stars of the sample; the origin of this discrepancy is not yet clear.

Our study of Stokes I and V time-series allows us to measure both the rotational period (P_{rot}) and the projected equatorial velocity ($v \sin i$) of the sample, from which we can straightforwardly deduce the $R \sin i$. P_{rot} is well constrained by our data sets (see the error bars in Table 1), therefore the incertitude on $R \sin i$ essentially comes from the determination of $v \sin i$ ($\sigma \simeq 1 \text{ km s}^{-1}$). This leads to an important incertitude on the $R \sin i$ deduced for slowly rotating stars. As explained in M08, for V374 Peg, we find a $R \sin i$ significantly greater than the predicted radius. Here (except for AD Leo which is seen nearly pole-on), we find $R \sin i \simeq R_*$ (cf. Table 1) suggesting radii larger than the predicted ones. This is consistent with the findings of Ribas (2006) on eclipsing binaries, further confirmed on a sample of single late K and M dwarfs by Morales, Ribas & Jordi (2008), that active low-mass stars exhibit significantly larger radii and cooler T_{eff} than inactive stars of similar masses. Chabrier, Gallardo & Baraffe (2007) proposed in a phenomenological approach that a strong magnetic field may inhibit convection and produce the observed trends. This back reaction of the magnetic field on the star's internal structure may be associated with the dynamo saturation observed in our sample (see above), and with the frozen differential rotation predicted by Browning (2008)

when the magnetic energy reaches equipartition (with respect to the kinetic energy).

We also detect significant RV variations in our sample (with peak-to-peak amplitude of up to 700 m s^{-1}). We observe the largest RV variations on the star having the strongest large-scale magnetic field (YZ CMi). This suggests that although the relation between magnetic field measurements and RV is not yet clear, these smooth fluctuations in RV are due to the magnetic field and the associated activity phenomena. Therefore, if we can predict the RV jitter due to a given magnetic configuration, spectropolarimetry may help in refining RV measurements of active stars, thus allowing us to detect planets orbiting around M dwarfs.

The study presented through this paper aims at exploring the magnetic field topologies of a small sample of very active mid M dwarfs, i.e. stars with masses close the full-convection threshold. Forthcoming papers will extend this work to both earlier (partly convective) and later M dwarfs, in order to provide an insight on the evolution of magnetic topologies with stellar properties (mainly mass and rotation period). We thus expect to provide new constraints and better understanding of dynamo processes in both fully and partly convective stars.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the CFHT and TBL staffs for their valuable help throughout our observing runs. We also acknowledge, the referee, Gibor Basri for his fruitful comments.

REFERENCES

- Babcock H. W., 1961, *ApJ*, 133, 572
 Baraffe I., Chabrier G., Allard F., Hauschildt P. H., 1998, *A&A*, 337, 403
 Barnes J. R., Cameron A. C., Donati J.-F., James D. J., Marsden S. C., Petit P., 2005, *MNRAS*, 357, L1
 Brown S. F., Donati J.-F., Rees D. E., Semel M., 1991, *A&A*, 250, 463
 Browning M. K., 2008, *ApJ*, 676, 1262
 Chabrier G., Baraffe I., 1997, *A&A*, 327, 1039
 Chabrier G., Küker M., 2006, *A&A*, 446, 1027
 Chabrier G., Gallardo J., Baraffe I., 2007, *A&A*, 472, L17
 Chandrasekhar S., 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. International Series of Monographs on Physics, Oxford, Clarendon
 Charbonneau P., 2005, *Living Rev. Solar Phys.*, 2, 2
 Claret A., 2004, *A&A*, 428, 1001
 Cutri R. M. et al., 2003, 2MASS All Sky Catalog of Point Sources. The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive (<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>)
 Delfosse X., Forveille T., Perrier C., Mayor M., 1998, *A&A*, 331, 581
 Delfosse X., Forveille T., Ségransan D., Beuzit J.-L., Udry S., Perrier C., Mayor M., 2000, *A&A*, 364, 217
 Dobler W., Stix M., Brandenburg A., 2006, *ApJ*, 638, 336
 Donati J.-F., 2003, in Trujillo-Bueno J., Sanchez Almeida J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 307, ESPaDOnS: An Echelle Spectropolarimetric Device for the Observation of Stars at CFHT*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 41
 Donati J.-F., Brown S. F., 1997, *A&A*, 326, 1135
 Donati J.-F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Cameron A. C., 1997, *MNRAS*, 291, 658

- Donati J.-F., Wade G., Babel J., Henrichs H., de Jong J., Harries T., 2001, *MNRAS*, 326, 1256
 Donati J.-F. et al., 2003a, *MNRAS*, 345, 1145
 Donati J.-F., Collier Cameron A., Petit P., 2003b, *MNRAS*, 345, 1187
 Donati J.-F., Forveille T., Cameron A. C., Barnes J. R., Delfosse X., Jardine M. M., Valenti J. A., 2006a, *Sci*, 311, 633
 Donati J.-F. et al., 2006b, *MNRAS*, 370, 629
 Donati J.-F. et al., 2008, *MNRAS*, 386, 1234
 Durney B. R., De Young D. S., Roxburgh I. W., 1993, *Sol. Phys.*, 145, 207
 ESA, 1997, *VizieR Online Data Catalog*. ESA Publications, Noordwijk, 1239
 James D. J., Jardine M. M., Jeffries R. D., Randich S., Collier Cameron A., Ferreira M., 2000, *MNRAS*, 318, 1217
 Johns-Krull C. M., Valenti J. A., 1996, *ApJ*, 459, L95
 Joy A. H., Humason M. L., 1949, *PASP*, 61, 133
 Kiraga M., Stepien K., 2007, *Acta Astron.*, 57, 149
 Küker M., Rüdiger G., 2005, *Astron. Nachr.*, 326, 265
 Kurucz R., 1993, CDROM # 13 (ATLAS9 atmospheric models) and # 18 (ATLAS9 and SYNTHE routines, spectral line data base). Smithsonian Astrophysical Observatory, Washington, DC
 Landi degl'Innocenti E., 1992, in Sanchez F., Collados M., Vazquez M., eds, *Magnetic Field Measurements. Solar Observations: Techniques and Interpretation*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 71
 Larmor J., 1919, *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.*
 Leighton R. B., 1969, *ApJ*, 156, 1
 Lovell B., Whipple F. L., Solomon L. H., 1963, *Nat*, 198, 228
 Mohanty S., Basri G., 2003, *ApJ*, 583, 451
 Morales J. C., Ribas I., Jordi C., 2008, *A&A*, 478, 507
 Morin J. et al., 2008, *MNRAS*, 384, 77 (M08)
 Moutou C. et al., 2007, *A&A*, 473, 651
 Nidever D. L., Marcy G. W., Butler R. P., Fischer D. A., Vogt S. S., 2002, *ApJS*, 141, 503
 Norton A. J. et al., 2007, *A&A*, 467, 785
 Noyes R. W., Hartmann L. W., Baliunas S. L., Duncan D. K., Vaughan A. H., 1984, *ApJ*, 279, 763
 Parker E. N., 1955, *ApJ*, 122, 293
 Petit P., Donati J.-F., Cameron A., 2002, *MNRAS*, 334, 374
 Pettersen B. R., 1980, *AJ*, 85, 871
 Pettersen B. R., Kern G. A., Evans D. S., 1983, *A&A*, 123
 Pizzolato N., Maggio A., Micela G., Sciortino S., Ventura P., 2003, *A&A*, 397, 147
 Rees D. E., Semel M. D., 1979, *A&A*, 74, 1
 Reid I. N., Hawley S. L., Gizis J. E., 1995, *AJ*, 110, 1838
 Reiners A., Basri G., 2006, *ApJ*, 644, 497
 Reiners A., Basri G., 2007, *ApJ*, 656, 1121
 Ribas I., 2006, *Ap&SS*, 304, 89
 Robrade J., Ness J.-U., Schmitt J. H. M. M., 2004, *A&A*, 413, 317
 Saar S. H., 1988, *ApJ*, 324, 441
 Saar S. H., Linsky J. L., 1985, *ApJ*, 299, L47
 Skilling J., Bryan R. K., 1984, *MNRAS*, 211, 111
 Spiesman W. J., Hawley S. L., 1986, *AJ*, 92, 664
 Tamazian V. S., Docobo J. A., Melikian N. D., Karapetian A. A., 2006, *PASP*, 118, 814
 Unno W., 1956, *PASJ*, 8, 108
 Wade G. A., Donati J.-F., Landstreet J. D., Shorlin S. L. S., 2000, *MNRAS*, 313, 851
 West A. A. et al., 2004, *AJ*, 128, 426

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

Table des matières

Avant-Propos et Remerciements	3
Sommaire	5
Liste des notations utilisées	7
Introduction	9
1 Contexte astrophysique	11
1.1 Champ magnétique solaire	12
1.1.1 Taches solaires	12
1.1.2 Réseau magnétique et champ intra-réseau	13
1.1.3 Activité chromosphérique et coronale	13
1.1.4 Champ magnétique à grande échelle	14
1.1.5 Cycle d'activité et variations à long terme	14
1.2 Modèles de la dynamo solaire	16
1.2.1 Position du problème	16
1.2.2 Électrodynamique de champ moyen	18
1.2.3 Rôle de la tachocline	19
1.3 Activité et champ magnétique des étoiles froides	20
1.3.1 Activité et influence de la rotation	20
1.3.2 Évacuation du moment cinétique	22
1.3.3 Observations directes du champ magnétique	23
1.4 Étoiles de faible masse	23
1.4.1 Activité et rotation	23
1.4.2 Observations directe du champ magnétique	24
1.4.3 Modèles de dynamo dans les étoiles entièrement convectives	25
2 Détection et étude des champs magnétiques stellaires	27
2.1 Effet Zeeman	28
2.2 Techniques de détection	31
2.2.1 En lumière non polarisée	31
2.2.2 En lumière polarisée	32
2.3 Mesures spectropolarimétriques	34
2.3.1 Polarisation de la lumière et paramètres de Stokes	34
2.3.2 Instrumentation	34
2.3.3 Extraction optimale des spectres polarisés	36
2.3.4 Déconvolution moindres-carrés	37
2.4 Imagerie tomographique Zeeman-Doppler	37
2.4.1 Principes	37
2.4.2 Décomposition du champ magnétique	38
2.4.3 Problème direct	41
2.4.4 Problème inverse	42

2.4.5	Performances de la méthode	45
2.4.6	Contraintes sur les paramètres stellaires	47
3	Étude spectropolarimétrique d'un échantillon	49
3.1	Objectifs de l'étude	50
3.2	Sélection de l'échantillon et paramètres stellaires	50
3.3	Observations spectropolarimétriques	53
3.4	Étude de l'étoile active V374 Peg	55
3.4.1	Topologie magnétique à grande échelle	57
3.4.2	Rotation différentielle et stabilité du champ magnétique	57
3.4.3	Taches photosphériques	61
3.4.4	Activité chromosphérique et coronale	62
3.5	Résultats de l'étude spectropolarimétrique d'un échantillon de naines M	63
3.5.1	Étoiles de masse $M_{\star} > 0.5 M_{\odot}$	65
3.5.2	Étoiles de masse $0.2 < M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$	66
3.5.3	Étoiles de masse $M_{\star} < 0.2 M_{\odot}$	68
3.6	Flux magnétiques et échelles caractéristiques du champ	70
3.7	Synthèse des observations	72
4	Simulations numériques de dynamo	77
4.1	L'approche DNS pour l'étude de la dynamo stellaire	78
4.1.1	Intérêt des DNS	78
4.1.2	Contraintes inhérentes aux DNS	78
4.1.3	Comparaison des approches SIB et SPH	81
4.2	Résultats des précédentes simulations d'étoiles entièrement convectives	82
4.2.1	Dobler <i>et al.</i> (2006) en SIB	82
4.2.2	Browning (2008) en SPH	84
4.3	Modèle SIB utilisé	87
4.3.1	Le Pencil Code	87
4.3.2	Équations du problème	88
4.3.3	Modèle d'équilibre	89
4.3.4	Conditions aux limites et initiales	90
4.3.5	Analyse des données de simulation	90
4.4	Premiers résultats	91
4.4.1	Paramètres de simulation	91
4.4.2	Propriétés de l'écoulement	91
4.4.3	Génération du champ magnétique	93
4.4.4	Propriétés du champ magnétique à grande échelle	94
4.4.5	Impact du taux de rotation	95
	Conclusions et perspectives	99
A	Polarisation de la lumière	105
A.1	Paramètres de Stokes	105
A.2	Transfert de rayonnement polarisé	106
A.2.1	Équations	106
A.2.2	Solution champ faible	107
A.2.3	Solution d'Unno-Rachkovsky	108
B	Étoiles observées	111
B.1	Propriétés	111
B.2	Journal des observations	112
B.3	Propriétés magnétiques	113

Liste des figures	115
Liste des tables	117
Bibliographie	119
Publications	133
Table des matières	177
Index	181

Index

- A**
 activité 13, 15, 20, 23, 28, 51, 62
- C**
 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 79
 champ magnétique
 bipôle 12, 41
 dipôle 14, 15, 25, 47, 57, 67, 70, 72, 96
 poloïdal . 16, 18, 47, 57, 66, 72, 84, 93, 94
 toroïdal .. 12, 16, 18, 65, 70, 72, 86, 94
 convection 16, 18, 25, 74, 80–82, 86, 91, 93
 convective
 ★ complètement .. 20, 23–26, 50, 55, 72
 ★ partiellement 20–23, 50, 57, 62, 65, 72
 zone 19–21, 50, 70
- D**
 différences finies 88
 dynamo 50, 72, 82–84, 86, 93–97
 $\alpha\Omega$ 16
 α^2 25
- I**
 imagerie
 Doppler 37, 61
 Zeeman-Doppler . 23, 37–48, 57, 65–70
- K**
 Kelvin-Helmholtz (temps thermique) 80, 86
- L**
 Landé (facteur) 28, 107
 Libre-ESPRIT 36, 55
 LSD (*Least-Squares Deconvolution*) . 37, 55
- M**
 MPI (*Message Passing Interface*) ... 88, 90
- P**
 PENCIL CODE 82, 87
- R**
 Rayleigh (nombre) 80, 94
 Rossby (nombre) 22, 50, 51, 70, 72, 86, 89, 100, 102
 rotation 20, 23, 70, 72, 95
 différentielle . 16, 25, 47, 57, 65, 68, 74, 84, 87, 94, 96
- S**
 Soleil 12–19, 32, 50, 61, 70, 74, 78
 spectropolarimètre 34
 ESPaDOnS 35, 36, 53, 62
 NARVAL 35, 36, 53, 62
 Stokes (paramètres) 34, 36, 41, 53, 105
- T**
 taches photosphériques .. 12, 14, 20, 23, 31, 37, 61
- U**
 Unno-Rachkovsky (solution) 41, 108
- Z**
 Zeeman (effet) 28

Dynamo processes in fully convective stars

Julien MORIN

Thesis supervisor : Jean-François DONATI

Abstract

In solar-type stars the generation of magnetic fields through dynamo processes apparently concentrates in the tachocline, a thin layer of strong shear located at the interface between the inner radiative zone and the outer convective envelope. At the low-mass end of the main sequence, stars are fully convective and therefore do not possess such a tachocline. And yet observations reveal that some fully convective stars are very active and magnetic. Non-solar dynamo mechanisms are thus expected to operate in these objects.

Over the course of my PhD, from the study of a small sample of active stars located on both sides of the full convection divide, I have assessed the effect of main stellar parameters – rotation period and mass (and more specifically the transition to a fully convective structure) – on the observed magnetic field. The analysis of the spectropolarimetric data by Zeeman-Doppler Imaging has revealed, in particular, a sharp transition in magnetic topologies of M dwarfs at $\sim 0.5 M_{\odot}$, *i.e.* just above the full convection threshold.

This observational work has been completed by a numerical one : through new 3-D MHD “star-in-a-box” simulations, we try to understand the remaining differences between simulations and observations.

Keywords : stars : magnetic fields –stars : low mass –techniques : spectropolarimetric –MHD

Processus dynamos dans les étoiles entièrement convectives

Julien MORIN

Directeur de thèse : Jean-François DONATI

Thèse soutenue le **01/12/2009** à **Toulouse**

Discipline : **Astrophysique**

Résumé

Dans les étoiles de type solaire, la génération dynamo du champ magnétique semble se concentrer dans la tachocline, à l'interface entre le cœur radiatif et l'enveloppe convective. Les étoiles les moins massives de la séquence principale sont entièrement convectives et par conséquent dépourvues de tachocline. Et pourtant, certaines parviennent à générer des champs magnétiques intenses, sources de phénomènes actifs. La dynamo de ces objets doit donc *a priori* reposer sur des processus physiques différents de ceux à l'œuvre dans le Soleil.

Au cours de ma thèse, l'étude d'un échantillon d'étoiles situées de part et d'autre de la limite entièrement convective a permis d'analyser comment les paramètres stellaires – période de rotation et masse (en particulier le passage à une structure interne entièrement convective) – influencent le champ magnétique généré. L'analyse par imagerie Zeeman-Doppler des données spectropolarimétriques obtenues révèle notamment un changement brutal de topologie magnétique des naines M vers 0.5 masse solaire, c'est-à-dire juste au-dessus de la limite entièrement convective.

Ce travail observationnel est doublé d'une approche numérique : à travers de nouvelles simulations MHD 3-D «star-in-a-box», nous tentons de mieux comprendre les divergences existant aujourd'hui entre simulations et observations.

Mots-clés : champs magnétiques stellaires – étoiles de faible masse – spectro-polarimétrie – MHD

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes (UMR5572)
Observatoire Midi-Pyrénées
14, avenue Edouard Belin
31400 Toulouse
FRANCE